



**Universidad Nacional Autónoma de México**

---

**Facultad de Ingeniería**

## **Velocímetro láser Doppler**

Tesis

que para obtener el título de  
Ingeniero en Telecomunicaciones  
presenta:

**Carlos Israel Híjar Juárez**



**Asesor: Dr. Serguei Khotiaintsev**

México, D. F.

2003



Universidad Nacional  
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

**Biblioteca Central**



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

## Dedicatorias

A mi papá, Humberto Híjar Chimal, porque antes que Cervantes (y Menard) me enseñó que cada día requiere toda la imaginación y todo el empeño posible. No es ninguna locura batallar contra molinos de viento. Me siento orgulloso de ti y cada día le agradezco a la vida tenerte en mi camino.

A mi mamá porque nunca violó el sello de manéjese con cuidado, por su amistad, su apoyo, por ser tan alivianada y por hacer de mi niñez el más grato recuerdo. Sólo tú sabes cuanto te quiero.

A Cynthia por tanta broma.

A Jair por apoyarme en todas mis decisiones y problemas; y por ser un amante de las musas de la ciencia y de la música.

Nelly, sabes que ni la impotencia de Sabines, ni el *et sum* de Manrique me pudieron ayudar. Ahora sufro la imposibilidad de las palabras para describir tu ausencia. Sólo tú sabes cuanto te extraño; lo mucho que te quiero; la batalla de cada día entre el pretérito y la tristeza del porvenir. Este trabajo es tan pobre en símbolos pero es para ti.

A mi dulce señor.

Al cronopio Héctor.

A Alan, Daniel, Gerardo, José Luis, Jorge y Oscar por nuestros quince minutos de simpleza traducidos en risa, por *all those years ago* y por lo que vamos a vivir y padecer juntos.

Al jardinero, pirata e integrante de los Traveling Willburys, quien disfruto también a Sabina una noche en *Mexican Tavern*, al buen George porque estaba de acuerdo en que las mexicanas son más guapas que cualquiera, pero, sobre todo, porque *all things must pass*.

Al bombero integrante de Wings por aquel noviembre de 2002.

En especial para Karla, esa jermu tan diferente a mí, por los besos con sal, por darme vida bajo cielos de Calicó, por el café de la Hosteria del Bohemio, por ser una andaluza nacida en México, por darme la oportunidad de tapar los hoyos por donde la lluvia entra, por ser una ocupación y una pre-ocupación, un futuro sido, la vida.

## Agradecimientos

Al Dr. Serguei por permitirme trabajar junto a él *a priori* y por compartir un poco de su conocimiento y experiencia.

Al Dr. Víctor García, al Dr. Miguel Moctezuma, al Ing. Jesús Reyes y al Ing. Fernando Solórzano por aceptar ser mis sinodales pero, sobre todo, por su esfuerzo constante para hacer de la carrera un compromiso con el conocimiento puro, aquel que no es de lucrar, labor difícil en estos tiempos.

Al Dr. Alexander Martiniuk por ser el mejor profesor.

A mi hermano Jair por ayudarme en toda mi carrera y por hacer una crítica seria y algunas correcciones a esta tesis.

Al Ing. Marco Aurelio Torre Herrera por amar la vida como a la UNAM, por su intento de enseñar la filosofía de Kant y Hegel, teoría económica Marxista y sexualidad en un semestre, por su tatuaje del puma en el pecho y el 9 en la espalda, por seguir pensando que es un Don Juan y no que dejó de serlo o que pudo serlo, por el consejo para conquistar mujeres si se finge estudiar epistemología y por su ideal de la educación para el pueblo.

A todos los trabajadores honestos que pagan sus impuestos porque me permitieron estudiar en la UNAM.

En el universo, que algunos llaman Biblioteca, que yo llamo la Universidad Nacional Autónoma de México, aprendí que todos los libros son posibles. Allí, en ese laberinto solitario, encontré el libro de un Premio Nobel, el libro del análisis de su obra y el libro que refutaba el análisis de su obra. Me topé con un bibliotecario ciego que me mostró el ojo de Dios y tres historias sobre Judas e, incluso, me enseñó este párrafo en *La historia universal de la infamia*. El azar me junto con K. en un pasillo de la Biblioteca cuando pretendía ir a la estación T., gracias a la plática con un guardagujas que me convenció de cambiar el *ticket* a la dirección X.

Como la Biblioteca de Babel, la Ciudad Universitaria es infinita y circular; no me han bastado 9 años para recorrerla toda. Es también, como la vida, el orden del caos.

Algunas personas pelean porque en un libro encontraron la frase: “tanta y tamaña tierra para nada”. Otras personas buscan el libro que justifique a la Biblioteca; y otras su vindicación.

Aún no encuentro en la Biblioteca la historia de mi vida, una combinación más de caracteres.

# Contenido

<b>1</b>	<b>Introducción</b>	<b>4</b>
<b>1</b>	<b>Principios teóricos del velocímetro láser Doppler</b>	<b>8</b>
1.1	Efecto Doppler	8
1.2	Esparcimiento de luz en partículas	10
1.2.1	Elementos de la Teoría de Mie	11
1.2.2	Esparcimiento de luz en fluidos	15
1.3	Conclusiones	16
<b>2</b>	<b>Velocímetro láser Doppler de fibras ópticas</b>	<b>17</b>
2.1	Ventajas y desventajas del uso de fibras ópticas en los velocímetros láser Doppler	17
2.2	Principios del velocímetro láser Doppler de fibras ópticas	18
2.3	Configuraciones del velocímetro láser Doppler de fibras ópticas	22
2.4	Punta de medición del velocímetro láser Doppler de fibras ópticas	25
2.5	Conclusiones	27
<b>3</b>	<b>La señal Doppler y su procesamiento</b>	<b>29</b>
3.1	La señal Doppler	29
3.1.1	Dependencia de la señal Doppler en la concentración de partículas	31
3.1.2	Parámetros de tiempos de procesamiento de la señal Doppler	32
3.2	Análisis aproximado en frecuencia de la señal Doppler	33
3.3	Procesamiento de la señal Doppler	36
3.3.1	Correladores	38
3.3.2	Analizador de espectros	40
3.4	Conclusiones	42
<b>4</b>	<b>Dispositivos del velocímetro láser Doppler de fibras ópticas</b>	<b>43</b>
4.1	Láser	43

4.1.1	Descripción breve del principio de funcionamiento del láser	44
4.1.2	Factores que caracterizan al haz láser	46
4.1.3	Tipos de láseres adecuados para su uso en velocímetros láser Doppler	47
4.2	Fibras ópticas	50
4.2.1	Leyes físicas que rigen la propagación de luz en la fibra óptica	51
4.2.2	Tipos de fibras ópticas	53
4.3	Etapa frontal de los receptores ópticos	54
4.3.1	Fotodetectores	55
4.3.2	Etapa de preamplificación	59
4.4	Conclusiones	64
<b>5</b>	<b>Análisis de la relación señal a ruido del velocímetro láser Doppler de fibras ópticas</b>	<b>65</b>
5.1	Principios de la detección heterodina	66
5.1.1	Detección directa	66
5.1.2	Detección coherente	66
5.1.3	Principio de operación de la detección heterodina	67
5.1.4	Ruido de disparo	69
5.2	Análisis de la etapa de acoplamiento en sistemas de recepción heterodina para velocímetros láser Doppler de fibras ópticas	69
5.3	Reflexión en el final de la fibra óptica como señal de referencia en un velocímetro láser Doppler de fibras ópticas	72
5.4	Atenuación en las fibras ópticas	74
5.4.1	Atenuación por los acopladores de fibras ópticas	75
5.5	Corriente eléctrica del fotodetector en un velocímetro láser Doppler de fibras ópticas	75
5.6	Análisis de ruido en el velocímetro láser Doppler de fibras ópticas	76
5.6.1	Ruido térmico	77
5.6.2	Ruido de la corriente de oscuridad	78
5.6.3	Ruido de disparo	79
5.6.4	Desempeño en la fibra	79
5.7	Relación señal a ruido del velocímetro láser Doppler de fibras ópticas	80
5.8	Conclusiones	85
<b>6</b>	<b>Propuesta de una maqueta experimental para un velocímetro láser Doppler de fibras ópticas</b>	<b>86</b>
6.1	Maqueta experimental propuesta	86
6.2	Dispositivos propuestos para la configuración	87

6.3	Resultados	89
6.4	Conclusiones	92
	<b>Conclusiones generales</b>	<b>93</b>
<b>A</b>	<b>Velocímetros láser</b>	<b>96</b>
A.1	Interferómetro de Michaelson	96
A.2	Velocímetro láser Doppler heterodino	96
A.2.1	Velocímetro láser Doppler heterodino de fibras ópticas	98
A.3	Velocímetro láser Doppler diferencial	98
A.3.1	Velocímetro láser Doppler diferencial de fibras ópticas	100
A.4	Velocímetro láser Doppler con auto-mezclado en la cavidad del láser	101
A.5	Velocímetro láser de dos haces enfocados	101
A.6	Método de filtros espaciales	103
<b>B</b>	<b>Elementos de la teoría de Mie</b>	<b>105</b>
<b>C</b>	<b>Especificaciones técnicas de los dispositivos utilizados en la maqueta experimental</b>	<b>108</b>
C.1	Arreglo de lentes	108
C.2	Fibra óptica para el acoplador Y	109
C.3	Láser He:Ne	110
C.4	Fotodetector	111
C.5	Analizador de espectros	112
	<b>Referencias</b>	<b>113</b>

# Introducción

El velocímetro láser Doppler (LDV) es un dispositivo utilizado para medir la velocidad de partículas contenidas en fluidos o en gases mediante el empleo de un haz láser. La primera aplicación en forma del LDV fue publicada por Yeh y Cummins en 1969 [1]; en el artículo, los autores describen el principio de funcionamiento del LDV que, en resumen, es el siguiente: la luz proveniente de un haz láser se hace incidir en partículas en movimiento que la esparcen; la luz esparcida tendrá un cambio en frecuencia debido al efecto Doppler, proporcional a la velocidad de la partícula. En otras palabras, basta medir el cambio en frecuencia de la luz esparcida por partículas en movimiento para conocer la velocidad de las mismas. Las partículas esparcidoras pueden estar contenidas en un líquido o en un gas, por tanto, se puede conocer la velocidad de un gas o un fluido si se conoce la relación de velocidades entre las partículas y el fluido [2].

Debido a las características de la luz láser, la técnica del LDV adquirió gran importancia, principalmente, porque presentaba ventajas en relación a otras técnicas convencionales de medición de velocidad de fluidos. La técnica de medición del LDV es no invasiva, es decir, no necesita de transductores inmersos en el fluido que afecten su velocidad. La medición de la velocidad en un LDV no depende de la temperatura, la presión o la viscosidad del fluido, en consecuencia, la calibración del instrumento no es difícil. Además, el LDV mide la velocidad en volúmenes de medición específicos. En contraste a estas cualidades, otras técnicas requieren elementos mecánicos robustos dentro del fluido que afectan su velocidad y que pueden sufrir la adhesión de burbujas cuando la viscosidad del fluido es grande; entre estas técnicas destacan las que utilizan elementos rotativos y resistencias térmicas. En adición, estas técnicas requieren la calibración del instrumento con el fluido a medir y a una velocidad conocida [3]. También existen métodos químicos de medición de velocidad en fluidos, empero, estos métodos toman un promedio de la velocidad cuando las partículas ya recorrieron grandes distancias, por tanto, su medición no es muy precisa.

El LDV es capaz de medir la velocidad de cualquier fluido o gas que contenga partículas capaces de esparcir la luz láser. En consecuencia, sus aplica-

ciones son muy variadas; y generalmente sólo se limitan a materiales opacos a la luz láser que se utilice.

El LDV se utiliza ampliamente en la investigación de las propiedades de gases como la velocidad de partículas en fluidos multifase [4] [5]. Una aplicación importante, en este sentido, se da en investigaciones referentes a la atmósfera donde las mediciones con el LDV permiten conocer: la turbulencia del aire [6], ya sea que el dispositivo se encuentre estático o en movimiento como en una avión [7]; la composición de la atmósfera, por ejemplo, se puede determinar el tamaño de la distribución aerodinámica de la fracción respirable de partículas atmosféricas [8]. El LDV también tiene importantes aplicaciones en estudios de combustión y explosiones; al respecto, puede aplicarse para detectar y medir la velocidad de las capas de smoke efluente de plantas industriales [9].

En cuanto a investigaciones de propiedades de fluidos, el LDV se aplica en fluidos industriales difíciles de manejar (por ejemplo, petróleo). Donde las mediciones sirven para medir parámetros como la turbulencia o el gasto del fluido con mayor precisión que las técnicas convencionales. De igual manera se aplica en estudios de oceanografía para determinar propiedades hidrodinámicas del agua en la plataforma oceánica [10].

El LDV también ha demostrado eficiencia cuando se utiliza para medir efectos vibratorios en estructuras rígidas. Por ejemplo, se utiliza para estimar ondas de presión que permiten medir el sonido [11] [12]; y para medir efectos magnéticos que provocan ruido en máquinas eléctricas [13].

En adición a estas aplicaciones del LDV, existen otras de particular importancia cuando se emplean fibras ópticas en las trayectorias para llevar la luz hasta el fluido en estudio, que de igual manera sirven para coleccionar la luz esparcida y llevarla hasta el fotodetector. Las fibras ópticas tienen propiedades particulares como su resistencia a grandes cambios de temperatura y presión, su poca atenuación de luz y su pequeño tamaño y, principalmente en un LDV, porque se pueden utilizar fibras ópticas para llevar la luz a regiones inaccesibles para otros LDVs.

La mayoría de las aplicaciones del velocímetro láser Doppler de fibras ópticas (FOLDV) se dan en la investigación de fluidos en regiones microscópicas, principalmente en el contexto de la medicina, donde la fibra puede servir como catéter [14]. A este respecto, el FOLDV ha tenido mejor precisión que otras técnicas como el ultrasonido y la resonancia magnética [15]. El FOLDV se ha aplicado con éxito para medir fluidos sanguíneos en partes muy variadas del cuerpo, por ejemplo, en las arterias y venas de la coronaria en donde la velocidad de la sangre permite conocer propiedades del diástole y el sístole, respectivamente [16]; y también en venas muy pequeñas [17] [18]. También se utiliza para contar linfocitos y en la investigación de algunos padecimientos relacionados al tamaño y forma de las células sanguíneas. En adición, la luz

colectada por la fibra sirve para visualizar las células y estructuras que contienen la sangre en cámaras digitales [19]. Otras investigaciones del FOLDV en la medicina se dan en la medición de la velocidad del aire en estructuras pulmonares [20].

La presente tesis tiene como objetivo principal la elaboración de una propuesta técnica para la construcción de una maqueta experimental de un velocímetro láser Doppler de fibras ópticas. Una prioridad en la configuración propuesta es el empleo de la menor cantidad de dispositivos en la región de medición para que el FOLDV sea lo menos robusto posible y, por consiguiente, sea fácil de realizar y no sea costoso. Para lo cual, se hace un estudio de los diversos dispositivos que intervienen en la construcción de un FOLDV; y se obtiene la relación señal a ruido de la maqueta del FOLDV con base en las características físicas y de propagación de luz en la fibra con el propósito de obtener el arreglo de fibras ópticas más adecuado para la medición de velocidades en fluidos específicos.

En el primer capítulo de la tesis se presentan los fenómenos físicos que permiten la medición de velocidades de partículas en un LDV: el efecto Doppler y el esparcimiento de luz por partículas. En el estudio del efecto Doppler es importante conocer la relación entre el cambio de frecuencia de la luz esparcida respecto de la frecuencia de la luz incidente por partículas esparcidoras en movimiento. En cuanto al esparcimiento de luz por partículas, aunque es un fenómeno complejo, se resume la influencia de las propiedades físicas de la partícula, como el tamaño, forma e índice de refracción, en las propiedades de la luz esparcida.

En el segundo capítulo se obtiene la ecuación para obtener la velocidad de una partícula esparcidora en función del cambio en frecuencia de la luz esparcida debido al efecto Doppler en un FOLDV. Como se observará, dicha ecuación también es función de otros parámetros controlables del sistema como la dirección de las trayectorias de los haces de luz, la longitud de onda del láser ocupado y la posición de la partícula en el volumen de medición. También se presentan las ventajas y desventajas de utilizar fibras ópticas en los LDVs; y se realiza un análisis comparativo entre las diversas configuraciones de FOLDVs.

El tercer capítulo se analiza la señal eléctrica que se obtiene en las terminales del fotodetector en un LDV, conocida como señal Doppler. El estudio se basa en el análisis en el dominio del tiempo y en el dominio de la frecuencia de la señal Doppler; que, como se hará mención, está estrechamente ligado a la velocidad de las partículas y a otras características del fluido como su turbulencia. En adición, se presentan las técnicas de procesamiento de la señal Doppler con base en las ventajas y desventajas de cada técnica; pero, en especial, en relación a la disponibilidad de cada técnica, por lo que son analizadas con más detalle las técnicas del analizador de espectros y del correlador de señales.

En el cuarto capítulo se presentan las características de los dispositivos más adecuados para utilizarse en un FOLDV. Se hace un análisis comparativo de los rayos láser que más influyen para los propósitos del FOLDV. Además, se analizan las características de propagación de luz en la fibra para su uso en FOLDVs. También se exponen los principios de operación y características comerciales de los receptores ópticos involucrados en un FOLDV; los cuales, como se verá en el capítulo, presentan analogías con los dispositivos de recepción utilizados en comunicaciones ópticas.

A partir del quinto capítulo se presenta la configuración del FOLDV de la propuesta técnica con base en el objetivo ya presentado. En este capítulo se estudian las principales fuentes de ruido que intervienen en los FOLDV; los cuales se relacionan principalmente con la etapa de recepción. También se analizan los fenómenos de atenuación de las señales en la configuración presentada; principalmente debidos a las características de propagación de luz en la fibra y al poco acoplamiento de los campos eléctricos de la luz esparcida. También se analizan las propiedades físicas de la fibra óptica en estudio, en particular del índice de refracción de la fibra y su influencia en las características de propagación de la luz en el FOLDV. Todos estos análisis en conjunto sirven para obtener la relación señal a ruido total del sistema, que se presenta al final del capítulo; que es función, principalmente, del coeficiente de reflexión de la fibra.

El sexto capítulo presenta la propuesta técnica del FOLDV de acuerdo con los análisis realizados de las configuraciones de FOLDVs, de los equipos de procesamiento de la señal Doppler, de los dispositivos del sistema estudiado y, principalmente, de la ecuación de la relación señal a ruido obtenida en el quinto capítulo. Se realiza una simulación del desempeño del sistema considerado al emplear dispositivos comerciales. Además se estudia el posible desempeño del FOLDV propuesto.

# Capítulo 1

## Principios teóricos del velocímetro láser Doppler

El fenómeno físico que sirve de base para la medición de la velocidad de las partículas en un velocímetro láser Doppler, es el cambio en frecuencia que experimenta la luz al ser esparcida por una partícula en movimiento respecto de la frecuencia de la luz incidente; este cambio en frecuencia, como se observará, es proporcional a la velocidad de la partícula (efecto Doppler). En este capítulo se estudian las características del esparcimiento de luz por partículas en relación a la frecuencia y a la intensidad.

### 1.1 Efecto Doppler

Cuando un transmisor y un receptor permanecen estáticos respecto del medio en que se propaga una onda, entonces la frecuencia de oscilación de la fuente ( $f_0$ ), la frecuencia de la onda ( $f$ ) y la frecuencia de las oscilaciones registrada en el receptor ( $f'$ ) son iguales entre sí, es decir,  $f_0 = f = f'$ . No obstante, si ocurre un movimiento relativo entre la fuente y el receptor, la frecuencia aparente asignada por el receptor depende de la velocidad de este movimiento relativo y  $f \neq f_0$  o  $f' \neq f_0$ . Este fenómeno se conoce como efecto Doppler<sup>1</sup>[21].

Considérese  $c$  la velocidad de una onda de luz emitida por una fuente (no necesariamente la velocidad de la luz) y  $x_0$  la distancia desde la fuente (real o virtual), a través de la cual la onda viaja durante un intervalo de tiempo  $\Delta t$ , entonces:

$$x_0 = c\Delta t. \tag{1.1}$$

---

<sup>1</sup>Christian Doppler descubrió el fenómeno en 1842

Si la fuente está en reposo, la distancia  $x_0$  contiene  $N$  ondas de longitud de onda  $\lambda_0$  de acuerdo a la siguiente ecuación:

$$x_0 = N\lambda_0, \quad (1.2)$$

que al despejar  $\lambda_0$  y sustituir 1.1 se convierte en:

$$\lambda_0 = \frac{x_0}{N} = \frac{c\Delta t}{N}. \quad (1.3)$$

Ahora, si la fuente se mueve con una velocidad  $u$ , se tiene:

$$u = \frac{\Delta x}{\Delta t}. \quad (1.4)$$

La nueva distancia  $x'$  contiene el mismo número de ondas pero de longitud de onda  $\lambda'$ :

$$x' = x_0 - \Delta x = N\lambda', \quad (1.5)$$

Al despejar  $\lambda'$  de esta ecuación:

$$\lambda' = \frac{x_0 - \Delta x}{N} \quad (1.6)$$

y al dividir las ecuaciones 1.3 y 1.6 se tiene:

$$\frac{\lambda_0}{\lambda'} = \frac{c\Delta t}{x_0 - \Delta x} \quad (1.7)$$

al sustituir en esta ecuación  $x_0 = c\Delta t$  y  $\Delta x = u\Delta t$ , entonces se cancela  $\Delta t$  y si se resuelve la ecuación para  $\lambda'$ , se obtiene:

$$\lambda' = \lambda_0 \left( \frac{c - u}{c} \right) = \lambda_0 \left( 1 - \frac{u}{c} \right), \quad (1.8)$$

que al hacer  $\Delta\lambda = \lambda_0 - \lambda'$  se convierte en:

$$\Delta\lambda = \lambda_0 \frac{u}{c} \quad (1.9)$$

la ecuación anterior se conoce como efecto Doppler de primer orden [22]. Si la fuente se aproxima  $\lambda' < \lambda_0$  y si la fuente se aleja  $\lambda' > \lambda_0$ . En otras palabras,

---

<sup>2</sup>Con base en la teoría de la relatividad se ha agregado una corrección al efecto Doppler de primer orden. El cambio de longitud de onda emitido por una fuente de luz que se aleja es:

$$\lambda' = \lambda_0 \frac{1 + u/c}{\sqrt{1 - \left(\frac{u}{c}\right)^2}}$$

cuando una fuente de ondas se mueve en un medio estacionario, la longitud de onda percibida en el receptor difiere de la longitud de onda emitida (Figura 1.1).

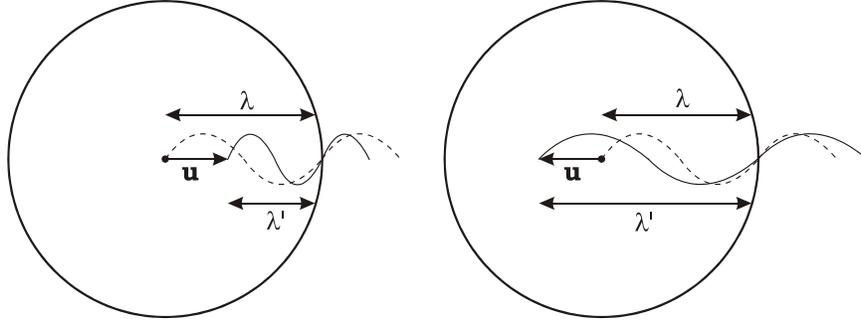


Figura 1.1: Efecto Doppler.

El efecto Doppler de primer orden se aplica a fuentes de luz cuya velocidad es pequeña en comparación a la velocidad de la luz y sus ecuaciones son semejantes al efecto Doppler acústico [23].

La ecuación anterior también se puede escribir en función del vector velocidad de la partícula,  $\mathbf{u}$ ; y del vector de esparcimiento, que se define como el vector diferencia del vector de la luz esparcida menos el vector de la luz incidente,  $\mathbf{K} = \mathbf{k}_s - \mathbf{k}_0$ . De modo que:

$$\Delta\omega = \mathbf{K} \cdot \mathbf{u} = |\mathbf{K}| |\mathbf{u}| \cos \phi, \quad (1.10)$$

donde  $\phi$  es el ángulo entre el vector  $\mathbf{K}$  y el vector  $\mathbf{u}$  y

$$\Delta\omega = 2\pi (f_s - f_0) \quad (1.11)$$

donde  $f_s$  y  $f_0$  son las frecuencias de la luz esparcida y la luz incidente en hertz (Figura 1.2).

Al analizar la ecuación 1.10 se observa que si se hace incidir luz sobre una partícula en movimiento y se detecta y se mide el cambio en frecuencia debido al efecto Doppler y se conoce el ángulo entre la luz incidente y la luz esparcida, entonces se puede calcular la velocidad de la partícula (Figura 1.3).

## 1.2 Esparcimiento de luz en partículas

Las propiedades de esparcimiento de las partículas en esta sección sólo se analizan en forma cualitativa. En el Anexo B se encuentra un resumen de

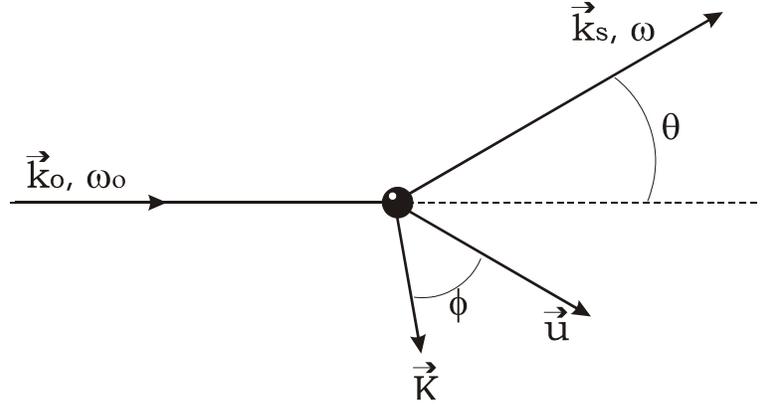


Figura 1.2: Vector de esparcimiento.

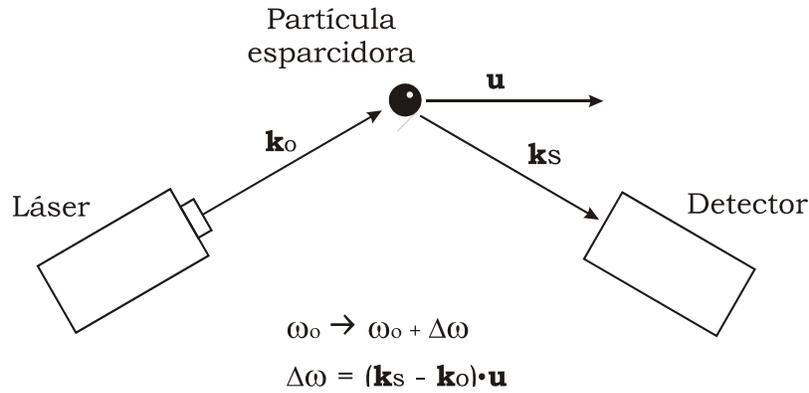


Figura 1.3: Principios de operación del velocímetro láser Doppler.

las ecuaciones que caracterizan la dispersión de luz por partículas esféricas de acuerdo a los resultados de la Teoría de esparcimiento de Gustav Mie. Si el lector requiere más información acerca del tema puede consultar la referencia [24].

### 1.2.1 Elementos de la Teoría de Mie

La solución rigurosa del esparcimiento de una onda electromagnética plana monocromática por partículas esféricas la dió Gustav Mie con base en las ecuaciones de Maxwell. Tales partículas deben ser homogéneas de composición, de cualquier tamaño y situarse en un medio homogéneo. La solución de Mie también se aplica al esparcimiento por un conjunto de esferas del mismo diámetro y composición, que se encuentren distribuidas aleatoriamente y sep-

aradas entre sí por distancias grandes comparadas a la longitud de onda de la luz incidente. En estas circunstancias no existen relaciones de fase coherentes entre la luz dispersada por diferentes esferas; y la energía total dispersada es igual a la energía dispersada por una esfera multiplicada por el total de esferas (esparcimiento colectivo).

El análisis de Max Born sobre la Teoría de Mie [25], demuestra que la intensidad de la luz esparcida depende de la longitud de onda de la luz incidente en la partícula ( $\lambda_0$ ), del radio de la esfera ( $a$ ) y de la relación entre los índices complejos de refracción de la esfera y del medio que la rodea,  $n_{medio}^2$  y  $n_{esfera}^2$ , respectivamente:

$$n^2 = \frac{n_{esfera}^2}{n_{medio}^2}. \quad (1.12)$$

Si se excluye el caso en que la conductividad o la constante dieléctrica es muy grande (o sea, el caso en que la mayor parte de la luz incidente es radiada en dirección contraria a la dirección original, es decir, es reflejada), los diagramas de radiación de esferas pequeñas ( $a \rightarrow 0$ ) son simétricos respecto al plano que atraviesa la esfera en ángulo recto respecto a la dirección de propagación de la luz incidente; y existen dos máximos de intensidad: en la misma dirección de la luz incidente ( $\theta = 0^0$ ) y en la dirección contraria ( $\theta = 180^0$ ) del vector de onda de la luz incidente; y un mínimo en la dirección del plano de simetría ( $\theta = 90^0$ ). Conforme aumenta el radio de la esfera existe una deapertura desde la simetría, más luz se esparce en la dirección original que en la dirección contraria (Efecto Mie). Al aumentar más el radio, prácticamente toda la luz esparcida aparece alrededor de la dirección original ( $\theta = 0^0$ ); similar a una esfera conductora que tiene gran concentración de luz en esta dirección. Si el radio de la esfera es muy grande en comparación a la longitud de onda, casi toda la luz incidente es, sin embargo, reflejada (como se obtiene de la óptica geométrica). En la figura 1.4 se muestra este fenómeno.

La dependendencia de la luz dispersada del radio de la esfera se ilustra en la Tabla 1.1. El efecto Mie puede observarse si se comparan los renglones primero y tercero. La tabla indica un incremento rápido en la intensidad de la luz esparcida conforme aumenta el tamaño de la esfera. Para una comparación verdadera los valores de la tabla deben multiplicarse por el factor:

$$\frac{1}{x^2} = \frac{\lambda_0^2}{4\pi^2 a^2}. \quad (1.13)$$

Si  $x$  excede la unidad, por ejemplo, cuando el diámetro  $2a$  de la esfera es más grande que  $\lambda_0/\pi$ , aparecen una serie de máximos y mínimos, distribuidos en un principio, de manera irregular. Lo cual concuerda con la teoría de Huygens-Kirchhoff.

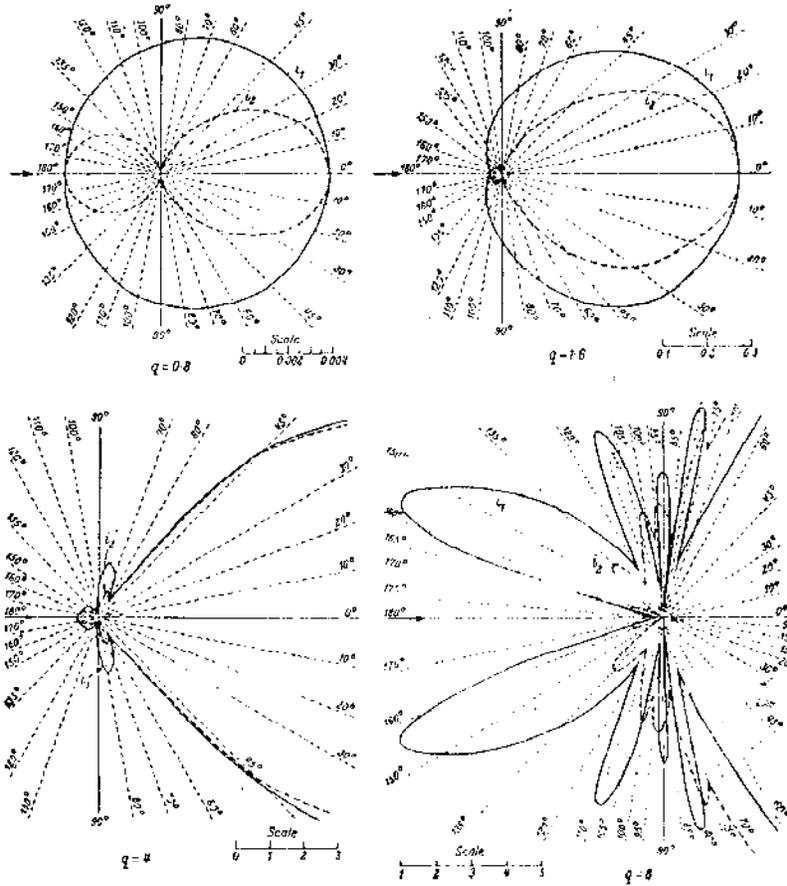


Figura 1.4: Esparcimiento de luz en partículas. Las componentes de esparcimiento tienen gran dependencia de la relación entre el tamaño de la partícula ( $a$ ) y la longitud de onda la luz incidente ( $\lambda_0$ ). En estas gráficas  $q = x = 2\pi a/\lambda_0$ .

En lo referente a la polarización de la luz esparcida, los resultados también dependen de la magnitud de  $|\hat{n}|$ . Para esferas pequeñas que conducen bien ( $\sigma \rightarrow \infty$ ) o que tienen una constante dieléctrica grande ( $\varepsilon \rightarrow \infty$ ), la polarización es mayor para  $\theta = 60^\circ$ . Para un radio creciente, el máximo se desplaza en la dirección del incremento de  $\theta$ .

La dependencia de la polarización en el ángulo de observación ( $\theta$ ) en esferas de conductividad finita y constante dieléctrica finita se puede resumir de la siguiente manera: cuando el radio de la esfera es muy pequeño ( $a \rightarrow 0$ ), el diagrama de polarización es como el diagrama de intensidad, simétrico respecto del plano  $XY$  y tiene un máximo para  $\theta = 90^\circ$ ; en donde la polarización

$\theta$	$x = 0.01$	$x = 0.1$	$x = 0.5$	$x = 1$	$x = 2$	$x = 5$
$0^0$	$5.0 \cdot 10^{-14}$	$5.0 \cdot 10^{-8}$	$1.2 \cdot 10^{-3}$	$2.3 \cdot 10^{-1}$	4.3	$9.8 \cdot 10^2$
$90^0$	$2.5 \cdot 10^{-14}$	$2.5 \cdot 10^{-8}$	$5.0 \cdot 10^{-4}$	$3.6 \cdot 10^{-2}$	$2.5 \cdot 10^{-1}$	2.7
$180^0$	$5.0 \cdot 10^{-14}$	$4.9 \cdot 10^{-14}$	$7.8 \cdot 10^{-4}$	$1.9 \cdot 10^{-3}$	$2.0 \cdot 10^{-2}$	1.3

Tabla 1.1: Resultados de Max Born sobre la teoría de Mie para una partícula dieléctrica de índice de refracción de 1.33

	$a = 0.5 \mu\mathbf{m}$	$a = 1.0 \mu\mathbf{m}$	$a = 2.0 \mu\mathbf{m}$
$x$ (632.8 nm)	4.97	9.94	19.86
$x$ (1550 nm)	2.03	4.05	8.11

Tabla 1.2: Variaciones del parámetro  $x$  para diferentes tamaños de la partícula y diferente longitud de onda incidente

es completa. En este caso, la polarización puede expresarse por la siguiente expresión matemática:

$$P(\theta) = \frac{\sin^2(\theta)}{1 + \cos^2(\theta)};$$

conforme el radio de la esfera incrementa, cerca de  $a = \lambda_0/\pi$ , el máximo se desplaza, en la mayoría de los casos, ha sido investigado que el desplazamiento se da en dirección de  $\theta$  grande para el caso de esferas dieléctricas y en direcciones de  $\theta$  pequeñas para el caso de esferas absorbentes de luz; cuando el radio de la esfera aumenta más, aparece una secuencia irregular en la secuencia de polarización máxima.

En la dirección  $\theta = 90^0$  la luz, para  $x < 1$ , es casi completamente polarizada y su vector eléctrico es perpendicular al plano de observación<sup>3</sup>, para valores mayores de  $x$ , no seguirá siempre la situación y el comportamiento es irregular [25].

Como se observa, el esparcimiento de una partícula depende: del tamaño de la partícula en relación a la longitud de onda de la luz incidente; de su forma cuyo análisis a excepción de la esfera es muy complejo; de la medida de los índices de refracción de la partícula y del material que la rodea. La clasificación de las tres características mencionadas se toma en cuenta para clasificar el tipo de esparcimiento. La Tabla 1.3 muestra algunos problemas de esparcimiento.

---

<sup>3</sup>El plano de observación es el plano que contiene la dirección de propagación de la luz incidente y la dirección de observación  $(\theta, \phi)$ ;  $\phi$  es el ángulo entre este plano y la dirección de vibración del vector eléctrico de la onda incidente.

Objeto	Forma	n	x	2x(n-1)
Imperfecciones en un cuerpo sólido	Variada	Cercano a 1	Pequeña	Pequeño
Vidrio Opal	Esfera	0.9	Media	<1
Estudio óptico del tizne en una flama	Variada	Complejo	Pequeña	Complejo
Fibras celulósicas	Cilindros circulares	1.3	Grande	Grande
Virus	Variada	1.1 - 1.2	Grande	<1
Corpúsculos de sangre	Variada	1.1 - 1.2	Grande	Variada

Tabla 1.3: Características ópticas y físicas de algunas partículas

## 1.2.2 Esparcimiento de luz en fluidos

El esparcimiento de luz en un fluido puede clasificarse en inelástico y elástico. El esparcimiento fluorescente y el esparcimiento de Raman son ejemplos de esparcimiento inelástico<sup>4</sup>. El esparcimiento fluorescente puede aplicarse en mediciones de fluidos de gran velocidad, sin embargo, el ancho espectral intrínseco de este tipo de luz esparcida es en general grande y únicamente pueden medirse velocidades supersónicas.

En el esparcimiento cuasi estático, el cambio en frecuencia sólo es posible por el movimiento (velocidad) del esparcidor y no por un cambio en la mecánica cuántica del estado de la partícula. Este esparcimiento es la base de los LDV<sup>5</sup>. Sin embargo, el esparcimiento molecular no-coherente proporciona en general un ancho de banda espectral proporcional a la velocidad térmica de las moléculas. En algunos fluidos este término es más grande que la velocidad del fluido, lo cual representa una dificultad para un LDV [26].

<sup>4</sup>Estos tipos de esparcimiento se utilizan para conocer la composición química de un medio.

<sup>5</sup>El esparcimiento cuasi-estático también se utiliza en la investigación de difusión y mecánica molecular

## 1.3 Conclusiones

1. La base del velocímetro láser Doppler es el efecto Doppler que consiste en el cambio de frecuencia que experimenta la luz esparcida por una partícula en movimiento.
2. Para la construcción de un LDV es necesario detectar la luz esparcida de las partículas, la cual depende notablemente de sus propiedades físicas y ópticas:
  - En esferas dieléctricas muy pequeñas comparadas a la longitud de onda de la luz incidente, el diagrama de radiación de la luz esparcida será simétrico y se esparcirá la misma cantidad de luz en el mismo sentido y en sentido contrario a la luz incidente. Conforme aumenta el tamaño de la esfera se perderá simetría en el diagrama y se esparcirá más luz en la dirección original de la luz incidente.
  - La solución de Mie para el esparcimiento de luz por partículas es compleja para una esfera y se complican los análisis para partículas diferentes.
  - En la solución para partículas múltiples se deben considerar partículas del mismo tamaño, forma y material; la luz esparcida por  $N$  partículas será la superposición de los campos de luz esparcida de cada partícula.
  - Otra variable que influye en el esparcimiento son los índices de refracción de las partículas y del medio que las rodea.
  - Se deben realizar modelos de esparcimiento adecuados para cada problema en particular del LDV; los cuales dependerán de: la forma de la partícula, su índice de refracción, de su densidad en el medio que las rodea y su tamaño.

## Capítulo 2

# Velocímetro láser Doppler de fibras ópticas

En este capítulo se estudia el empleo de las fibras ópticas en la construcción de velocímetros láser Doppler; así como las ventajas y desventajas que conlleva su uso. Para este tipo de configuración se obtiene la ecuación que relaciona la velocidad de las partículas contenidas en el fluido y la frecuencia Doppler. Además, se explica el funcionamiento de diversas configuraciones de FOLDV y se realiza una comparación entre ellas.

### 2.1 Ventajas y desventajas del uso de fibras ópticas en los velocímetros láser Doppler

Puesto que la conducción de luz en las fibras ópticas no es necesariamente en línea recta, con el FOLDV se pueden hacer mediciones en regiones inaccesibles para otros LDVs. También se pueden hacer mediciones remotas debido a la poca atenuación que presentan las fibras. Además, el tamaño pequeño de la fibra permite construir configuraciones compactas. Otra ventaja de usar fibras en un LDV es que pueden trabajar en rangos amplios de temperatura (por ejemplo, de  $-55$  a  $105$  °C) y presión sin afectar considerablemente sus características de propagación de luz.

Las fibras ópticas también permiten realizar mediciones no invasivas o introducir la fibra en el fluido. La introducción de la fibra en el fluido perturba en sí el flujo, que se refleja en la creación de remolinos y fuentes vórtice cerca de la región de medición. No obstante, como se menciona más adelante en este capítulo, se han propuesto soluciones para superar este problema; además en regiones inaccesibles (por ejemplo en el corazón) siempre será una ventaja poder utilizar la misma fibra como punta de prueba.

Las fibras ópticas presentan desventajas en el acoplamiento de la señal esparcida dentro de la fibra, principalmente por el difícil acoplamiento de los modos (o del modo principal en una fibra óptica monomodo) cuando se trabaja con acopladores de fibras ópticas; en general, como se observará en el capítulo 5, el acoplamiento es mayor en acopladores al aire libre que en mezcladores con fibras ópticas.

## 2.2 Principios del velocímetro láser Doppler de fibras ópticas

Considérese una partícula que se mueve con velocidad uniforme  $\mathbf{u}$ , de tal manera que su posición  $\mathbf{r}(t)$  se expresa como:

$$\mathbf{r}(t) = \mathbf{r}_0 + \mathbf{u}t, \quad (2.1)$$

donde  $\mathbf{r}_0$  es su posición inicial. Supóngase que se ilumina la partícula con una fuente de luz monocromática cuyo campo eléctrico es

$$\mathbf{E}_i = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) \exp [j\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r} - j\omega_0 t] \quad (2.2)$$

con  $\mathbf{E}_0(\mathbf{r})$  la amplitud del campo incidente en el punto  $\mathbf{r}$ ,  $\omega_0$  la frecuencia angular y  $\mathbf{k}_i$  el vector onda de la luz láser, expresado como:

$$|\mathbf{k}_i| = 2\pi/\lambda_0,$$

donde  $\lambda_0$  es la longitud de onda de la luz medida en el sistema de referencia en el que la partícula está en reposo. Entonces el campo eléctrico de la luz esparcida por la partícula es:

$$\mathbf{E}_s = A\kappa(\mathbf{r}) \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) \exp [j(\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_i) \cdot \mathbf{r}(t) - j\omega_0 t], \quad (2.3)$$

donde  $A$  es una constante que describe la amplitud del campo esparcido; y  $\kappa(\mathbf{r})$  es un parámetro que representa la reducción fraccional de la amplitud producida por la absorción y el múltiple esparcimiento de la partícula, que depende también de las aperturas del fotodetector y de la fibra.

Por otra parte, de la ecuación del vector esparcimiento:

$$\mathbf{K} = \mathbf{k}_s - \mathbf{k}_i, \quad (2.4)$$

al sustituir (2.1) en (2.3), se obtiene que:

$$\mathbf{E}_s = A\kappa(\mathbf{r}) \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) \exp [j\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}_0 - j\omega_s t] \quad (2.5)$$

donde  $\omega_s$  es la frecuencia angular de la señal esparcida dada por:

$$\omega_s = \omega_0 + \Delta\omega \quad (2.6)$$

y

$$\omega_D = \Delta\omega = \mathbf{K} \cdot \mathbf{u} = |\mathbf{K}| \cdot |\mathbf{u}| \cos \phi, \quad (2.7)$$

donde  $\phi$  es el ángulo entre el vector de esparcimiento y el vector velocidad de la partícula. De este modo, si se mide  $\omega_D$  y se conocen  $|\mathbf{K}|$  y  $\phi$  se puede determinar  $|\mathbf{u}|$ . El cambio en frecuencia  $\omega_D$  se llamará, en el presente trabajo, frecuencia Doppler (o *Doppler shift* en inglés).

Para el caso del uso de fibras ópticas en LDVs, como se observará en la figura 2.1, la luz esparcida recolectada es la del sentido contrario a la de la luz incidente (*backscattering* en inglés).

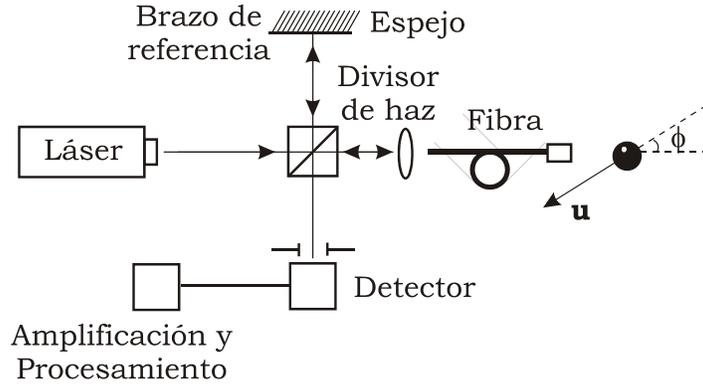


Figura 2.1: LDV de fibras ópticas; en esta configuración se acopla la señal retro-esparcida y original mediante un prisma.

En estas circunstancias, la luz del láser inicial y la luz colectada se encuentran en direcciones opuestas. Si se desprecian los efectos de absorción, los vectores de onda de ambos haces tendrán magnitudes aproximadas, o sea:

$$|\mathbf{k}_i| \sim |\mathbf{k}_s| \quad (2.8)$$

y entonces

$$|\mathbf{K}| \sim |2\mathbf{k}_i|. \quad (2.9)$$

En estas condiciones la ecuación (2.7) se simplifica como:

$$\Delta\omega = \frac{4\pi |\mathbf{u}| \cos \phi}{\lambda_0}, \quad (2.10)$$

o bien,

$$f_D = \Delta f = \frac{2 |\mathbf{u}| \cos \phi}{\lambda_0}, \quad (2.11)$$

donde  $f_D$  es la frecuencia Doppler en Hertz y, en este caso,  $\lambda_0$  es la longitud de onda de la luz láser incidente.

Cuando se grafica la ecuación anterior se observa que gran parte de las velocidades a medir entran en el rango de radio frecuencias (RF) o de microondas. En la figura 2.2 se ha graficado la frecuencia Doppler para velocidades de 0 a 100 m/s y diferentes ángulos  $\phi$  para luz incidente de longitud de onda igual a 632.8 nm.

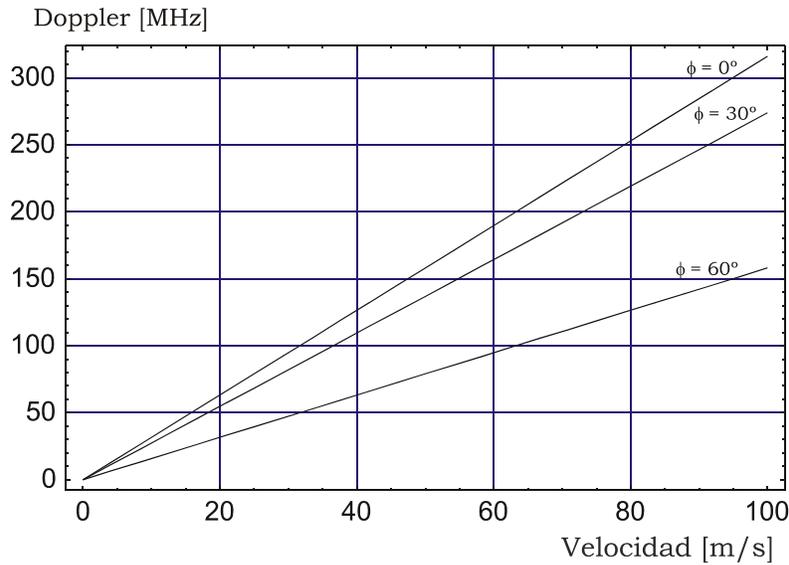


Figura 2.2: La gráfica muestra la frecuencia Doppler en MHz para diferentes velocidades, al utilizar un láser de 632.8 nm y variar el ángulo entre el vector de esparcimiento y el vector velocidad ( $\phi$ ).

Al despejar  $|\mathbf{u}|$  de la ecuación 2.11, se obtiene:

$$|\mathbf{u}| = \frac{\lambda_0 f_D}{2 \cos \phi}. \quad (2.12)$$

Especialmente si el esparcimiento ocurre muy cerca del final de la fibra óptica, la luz esparcida en un ángulo grande desde la dirección de retro-

esparcimiento puede ir a la salida de la fibra. Sin embargo, sólo se puede coleccionar la luz esparcida en un ángulo sólido definido por la apertura numérica de la fibra.

Por otra parte, ya que  $\omega_0 = 2\pi c/\lambda_0$ , donde  $c$  es la velocidad de la luz, la relación  $\Delta\omega/\omega_0$  puede escribirse como:

$$\Delta\omega/\omega_0 = \frac{2|\mathbf{u}|\cos\phi}{c}. \quad (2.13)$$

Por ejemplo, para  $|\mathbf{u}| = 3 \text{ cm/s}$  y  $\phi = 60^\circ$ ,  $\Delta\omega/\omega_0 = 10^{-10}$ . Para detectar un cambio en frecuencia tan pequeño, se mezcla, en la cara frontal del fotodetector, la luz esparcida que tiene una frecuencia  $\omega_s$  con la luz original de frecuencia  $\omega_0$  (proceso de heterodinación) que se puede obtener directamente del láser o a través de la reflexión de luz en la cara final de la fibra.

Cuando la luz incide sobre la superficie del fotodetector, induce un campo eléctrico  $\mathbf{E}_L$  en ella, conocido como oscilador local.  $\mathbf{E}_L$  tiene forma general:

$$\mathbf{E}_L \equiv \mathbf{E}_0 \exp(j\omega_0 t), \quad (2.14)$$

donde  $\mathbf{E}_0$  representa la amplitud y la dirección del oscilador local. El campo eléctrico del oscilador local  $\mathbf{E}_L$  y el campo eléctrico de la luz esparcida,  $\mathbf{E}_s$ , dan lugar a una corriente eléctrica,  $I(t)$ , en las terminales del detector, que puede expresarse como:

$$I(t) = C_0 |\mathbf{E}_s + \mathbf{E}_L|^2 = C_0 [|\mathbf{E}_L|^2 + 2|\mathbf{E}_L \cdot \mathbf{E}_s| + |\mathbf{E}_s|^2], \quad (2.15)$$

donde  $C_0$  es una constante.

Si  $\mathbf{E}_L \gg \mathbf{E}_s$  se puede despreciar el último término de la ecuación (2.15) y entonces:

$$I(t) = C_0 [|\mathbf{E}_L|^2 + 2\mathbf{E}_L \cdot \mathbf{E}_s],$$

o bien,

$$I(t) = I_0 + \delta I(t), \quad (2.16)$$

donde  $\delta I(t)$  es la parte del pulso heterodino expresado como:

$$\delta I(t) = 2C_0 \mathbf{E}_L \cdot \mathbf{E}_s, \quad (2.17)$$

que al usar las ecuaciones (2.3) y (2.14) se convierte en:

$$\delta I(t) = 2C_0 A \mathbf{E}_L \cdot \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) \kappa(\mathbf{r}) \cos \left[ 4\pi |\mathbf{u}| \left( \frac{\cos \phi t}{\lambda} \right) \right] T. \quad (2.18)$$

Esta ecuación indica la componente a detectar que contiene la información de la velocidad. La señal eléctrica a la salida del fotodetector se procesa mediante diferentes técnicas que se mencionan en el siguiente capítulo.

## 2.3 Configuraciones del velocímetro láser Doppler de fibras ópticas

Existen varias configuraciones posibles para los FOLDVs. La figura 2.1 mostrada anteriormente, representa una configuración similar a la utilizada por Tanaka para medir el flujo sanguíneo en la femoral de un conejo [15]. El haz láser se divide en dos con un prisma que también realiza la función de acoplar la señal esparcida con la señal del oscilador local. Un haz sirve de oscilador local, el otro se introduce en una fibra óptica que lleva la luz hasta el fluido el cual la esparce; la luz esparcida en dirección contraria a la luz incidente se colecta con la misma fibra. La luz del oscilador local y la esparcida se acoplan en el prisma y se mezclan en un fotodetector para su futuro procesamiento. La configuración de Tanaka utilizaba una fibra óptica monomodo de  $500\ \mu\text{m}$  de diámetro de núcleo; el final de la fibra tenía un corte diagonal de  $30^\circ$  respecto del eje de medición que superaba las dificultades de medir el flujo laminar. El sistema era capaz de medir velocidades entre  $0.01\ \text{cm/s}$  y  $10\ \text{cm/s}$ .

La configuración del FOLDV mostrada en la figura 2.3 hace uso de un acoplador Y. La luz láser se hace introducir en el puerto A del acoplador, se lleva hasta el puerto C y después incide en el fluido; en C se colecta la luz retro-esparcida y el oscilador local se toma de la cara final del acoplador. Las dos señales (esparcida y del oscilador local) se dividen en dos y salen por los puertos A y B. En B se detectan las señales con un fotodetector, en cuya superficie se superponen ambas señales. Posteriormente se procesa la señal<sup>1</sup>.

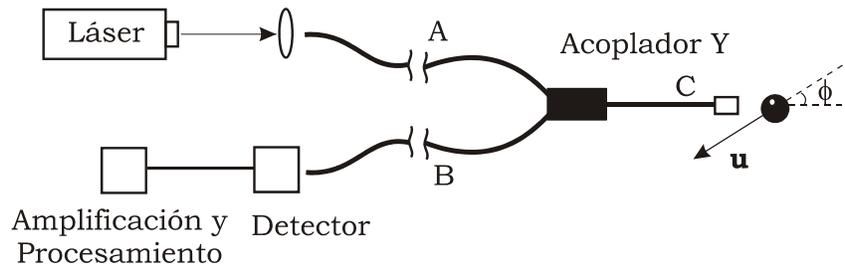


Figura 2.3: LDV de fibras ópticas con un acoplador Y.

<sup>1</sup>Esta configuración también puede realizarse con un circulador de fibras ópticas que físicamente es similar al acoplador Y y que funciona de la siguiente manera: al hacer incidir luz en el puerto A, la señal únicamente se transmitirá hacia el puerto B; si se hace incidir luz en el puerto B, únicamente se transmitirá luz al puerto C; y al hacer incidir en el puerto C únicamente se transmitirá luz hacia el puerto A. Este dispositivo sirve para proteger el láser de efectos de retro-alimentación en su cavidad, sin embargo, es muy caro.

La tercera configuración, mostrada en la figura 2.4 hace uso de un acoplador X. En este caso la mitad de la luz láser introducida en el puerto A se obtiene en el puerto D, donde se hace incidir en el fluido y se recoge la luz esparcida. El oscilador local puede tomarse únicamente de la reflexión en la cara final de D o puede sumarse la reflexión (que puede incrementarse con un espejo) desde el puerto C, sin embargo, las señales deben estar en fase para que no existan pérdidas por interferencia. Las señales del oscilador local y retroesparcida se obtienen en el puerto B (en la cual la luz tiene la mitad de potencia que en D) y se mezclan con un fotodetector, para después procesarlas.

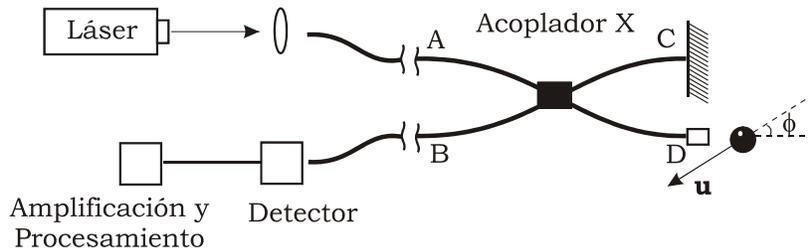


Figura 2.4: LDV de fibras ópticas que utiliza un acoplador X.

Las configuraciones hasta aquí mencionadas utilizan pocos elementos, en especial la que utiliza el acoplador Y. Una característica importante de tomar la señal de referencia de la reflexión de la fibra, es que la señal en el fotodetector será muy débil y, aunque un objetivo de esta tesis es analizar configuraciones que involucren la menor cantidad de dispositivos, a continuación se presentan otras configuraciones que pueden aumentar la potencia de la señal en el fotodetector a cambio de utilizar más dispositivos.

Una configuración similar a la de Tanaka es la de la figura 2.5, pero la luz dividida en un principio por un divisor de haz se inyecta a un acoplador Y que la lleva hasta las partículas, colecta la luz retro-esparcida y la lleva hasta un fotodetector. El otro haz que proviene del divisor se acopla en una fibra que lleva la señal hasta el fotodetector y que sirve de señal de referencia.

Otra configuración del FOLDV consiste de dos fibras ópticas en el volumen de medición como se muestra en la figura 2.6. Una fibra transmite la luz hacia el fluido y la otra colecta la luz esparcida desde las partículas en el volumen de medición. Tjin [14] demostró que se realiza una medición óptima cuando los conos de aceptación de las dos fibras forman  $60^\circ$  porque se evita la medición de flujo laminar; sin embargo, esto aumenta en más del doble la punta de prueba. Por ejemplo, cuando la punta de prueba se introduce en el fluido, en vez de utilizar una fibra de  $125 \mu\text{m}$  de diámetro, se utiliza una punta de más de mas

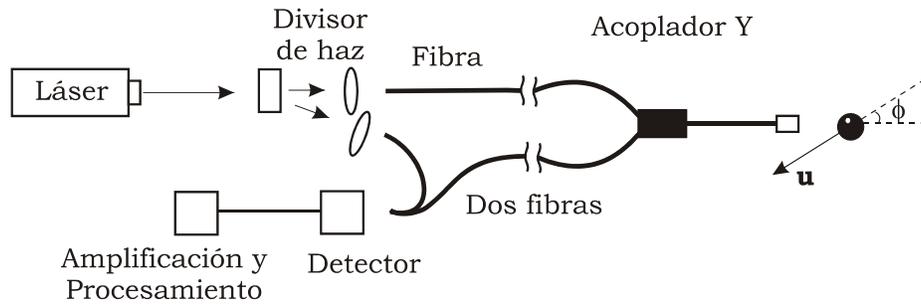


Figura 2.5: LDV de fibras ópticas con un acoplador Y y con un divisor de haz para acoplar la señal retroesparcida y la original.

de  $250 \mu\text{m}$  de diámetro, como se muestra en la figura 2.7. La luz colectada por la fibra se mezcla con la luz de un oscilador local que se obtiene del mismo haz láser.

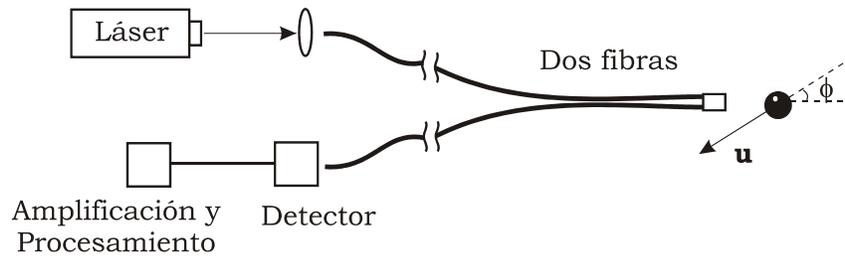


Figura 2.6: LDV de fibras ópticas con dos fibras en la punta de medición.

Hasta aquí se han presentado las configuraciones de FOLDVs más utilizadas, existen también otras configuraciones que utilizan otros arreglos de acopladores de fibras ópticas pero que, en esencia, su principio de operación es similar a las configuraciones analizadas en este capítulo [27] [28] [29] [30].

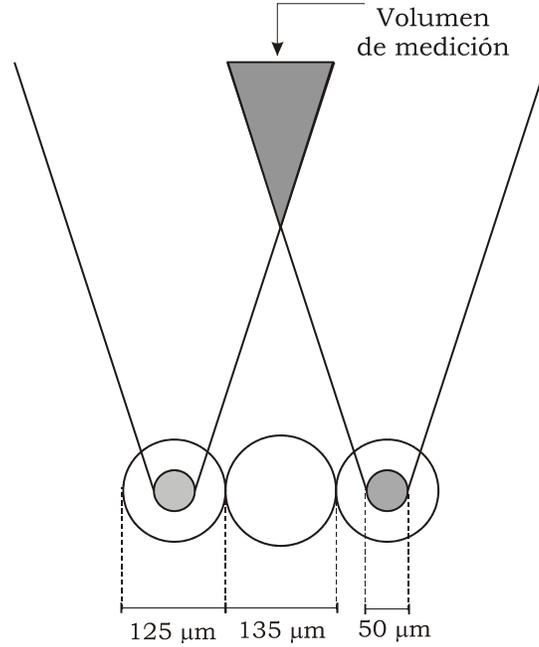


Figura 2.7: En un LDV se pueden realizar puntas de medición con dos fibras ópticas para mejorar la recepción de la luz retro-esparcida, sin embargo, en estas condiciones, la punta de medición aumenta más del doble su tamaño.

## 2.4 Punta de medición del velocímetro láser Doppler de fibras ópticas

En las configuraciones presentadas la fibra óptica puede descansar en el tubo conductor del fluido y entonces puede coincidir la dirección del haz incidente y la dirección del flujo; en este caso el ángulo  $\phi$  de la ecuación (2.12) es igual a  $0^\circ$  y la ecuación queda como:

$$|\mathbf{u}| = \frac{\lambda_0 f_D}{2}. \quad (2.19)$$

No obstante la simplicidad de esta ecuación, la alineación y manipulación de la fibra óptica en estructuras muy pequeñas (por ejemplo en tejidos o venas) es una labor difícil. En adición, la fibra afecta el flujo y se pueden crear remolinos muy cerca del final de la fibra óptica.

Un objetivo de cualquier sistema de medición de velocidad de fluidos es medir el flujo que tiene la dirección de velocidad correcta y medir la menor cantidad posible de flujo laminar [3]; además, en un FOLDV se debe medir únicamente la luz retro-esparcida y no la luz que tiene esparcimiento de direc-

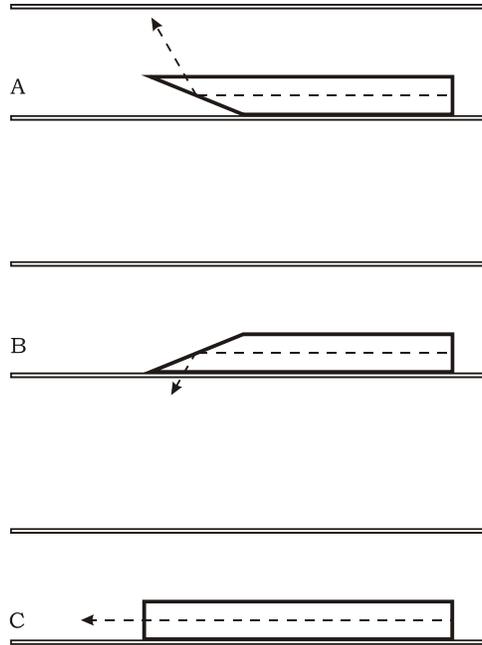


Figura 2.8: En un FOLDV se debe medir la velocidad de las partículas que tienen la dirección correcta y no tratar de no medir el flujo laminar. Figura A: fibra en la posición correcta. Figura B: fibra en la posición incorrecta. Figura C: la fibra mide gran cantidad de flujo laminar.

ción diferente. Una manera de medir el flujo correcto es usar la configuración de Tjin donde los conos de las dos fibras forman  $60^\circ$ , sin embargo, como se observa en la figura 2.7, la punta de prueba crece a más del doble.

Cuando se utiliza una sola fibra se puede hacer un corte en su parte final, de manera que la luz transmitida hacia el fluido evite el esparcimiento por estructuras estáticas. Si se hace un corte al final de la fibra, por ejemplo, de  $30^\circ$ , el cono de aceptación cambia de dirección como se muestra en la figura 2.8. Sin embargo, colocar la fibra en la posición descrita es una tarea que debe realizarse en el momento de la medición: por ejemplo, analizador de espectros en mano, se debe rotar la fibra y ajustarla de manera que se reduzcan al mínimo las componentes de frecuencia pequeña [15].

Otro problema es acoplar la luz que realmente tiene la dirección del retroesparcimiento, porque habrán haces de dirección diferente que se pueden introducir a la fibra. El problema se puede superar parcialmente si se utiliza una trampa de luz entre la fibra y el fotodetector que sólo deje pasar la luz que viene en el sentido correcto como se muestra en la figura 2.9.

## 2.5 Conclusiones

1. Se reconocen dos tipos de configuraciones principales de FOLDVs, las que toman el haz de referencia y esparcido con una sola fibra y las que utilizan dos fibras en el volumen de medición: una para hacer incidir la luz y otra para coleccionar la luz esparcida.
2. En general, las configuraciones más sencillas involucran menos dispositivos y la señal obtenida en el fotodetector es pobre; al incrementar el número de dispositivos, el FOLDV se vuelve más robusto (y más caro) pero se aumenta la señal en el fotodetector.
3. Las ventajas que presenta la fibra óptica en un FOLDV son:
  - El tamaño pequeño y su manera de conducir la luz, la hacen adecuadas en regiones inaccesibles y pequeñas; pueden hacer mediciones no invasivas o en el mismo fluido
  - La poca atenuación que presentan permite hacer mediciones remotas
  - Las fibras pueden trabajar en rangos amplios de temperatura sin afectar considerablemente sus características de propagación de luz.
4. Las desventajas que presentan las fibras ópticas en la construcción de un LDV son principalmente:
  - Su introducción en el fluido puede crear remolinos en el volumen de medición; en los que el flujo tendrá componentes del vector velocidad que difieren mucho de la velocidad media del fluido.
  - Al descansar la fibra sobre la estructura que contiene el fluido se puede medir el esparcimiento de fluido laminar o de estructuras estáticas. No obstante, estos problemas se pueden superar en forma parcial si se realiza un corte al final de la fibra para que se haga incidir la luz en las partículas que tengan dirección correcta.
  - El difícil acoplamiento de luz en la fibra en la dirección correcta, porque se puede coleccionar luz en la fibra que no pertenezca a la luz retro-esparcida; esto se supera si se utilizan rejillas antes de que la luz llegue al fotodetector, de manera que no se acoplen los modos cuyos ángulos sean muy grandes.

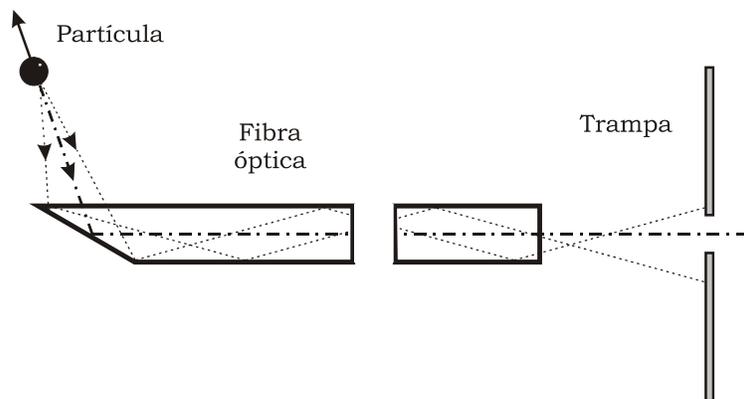


Figura 2.9: Para superar la detección de luz de dirección diferente a la luz retro-esparcida en un FOLDV se puede utilizar una trampa de luz antes del fotodetector.

# Capítulo 3

## La señal Doppler y su procesamiento

En los capítulos anteriores se observó que la medición de la velocidad de un fluido en un LDV es proporcional a la frecuencia Doppler. Por tanto, es necesario estudiar tanto las características de la señal Doppler como las técnicas de procesamiento utilizadas para interpretar adecuadamente esta señal. En este capítulo se analizan las características de la señal Doppler en el dominio del tiempo y en el dominio de la frecuencia sin considerar efectos de ruido (los cuales se estudiarán en el Capítulo 5). No obstante, en estas condiciones es posible analizar los principales tipos de procesamiento involucrados en los LDV y hacer un comparativo entre ellos; en particular, se hace incapié en las técnicas más disponibles en el mercado: el analizador de espectros y los correladores.

### 3.1 La señal Doppler

La amplitud de la señal Doppler depende de la potencia del láser empleado; de las propiedades del fotodetector; del tamaño de la partícula, de sus propiedades ópticas y de las del medio que la rodea; de la longitud de onda de la fuente luminosa; de la configuración empleada (geometría del arreglo); y del tamaño, forma y localización de las lentes receptoras. La amplitud también depende de otros parámetros difíciles de controlar como la suciedad de las ventanas y la trayectoria de la partícula a través del volumen de medición[31].

Las características cualitativas de las señales provenientes de las partículas son una amplitud modulada por una envolvente gaussiana y una visibilidad que puede variar desde valores cercanos a cero hasta la unidad, según los parámetros del sistema óptico. Estas características son función: del tamaño de las partículas (partículas de mayor tamaño dispersan más); de la densidad

de concentración de partículas en el fluido; de la frecuencia de vibración natural del objeto; y de su posición y forma. Las fluctuaciones de la luz esparcida desde la partícula son trayectorias múltiples, cada reflexión es aleatoria, a menos que la naturaleza de las partículas se conozcan exactamente [32]. También los fenómenos de vibración son considerables debido a las longitudes de onda con las que se trabaja; es decir, movimientos bruscos del objeto causan variaciones grandes en la amplitud de la señal esparcida.

Todas estas fluctuaciones aleatorias en el detector son, en última instancia, recepciones aleatorias de fotones. La luz esparcida colectada en el fotodetector se convierte en una corriente eléctrica equivalente, cuya intensidad es proporcional al número de fotones detectados. Idealmente la señal Doppler a la salida del fotodetector para un fotón,  $s(t)$ , puede caracterizarse por la expresión[33]:

$$s(t) \sim F_1 \exp(t^2 \sigma^2) [1 + F_2 \cos(\omega_D t + \xi)], \quad (3.1)$$

o bien,

$$s(t) \sim F_1 \exp(t^2 \sigma^2) + F_1 F_2 \exp(t^2 \sigma^2) \cos(\omega_D t + \xi). \quad (3.2)$$

Los factores  $F_1$  y  $F_2$  son factores de escalamiento que dependen de las propiedades de esparcimiento de las partículas,  $t$  es una variable temporal,  $\sigma$  es una variable de turbulencia del fluido,  $\omega_D = 2\pi f_D$  es la frecuencia angular Doppler y  $\xi$  representa un cambio de fase causado por la posición que ocupa la partícula en el fluido (y que para nuestro análisis es posible despreciar porque se considera el análisis para una sola partícula en el volumen de medición).

La señal Doppler contiene una componente cosenoidal de frecuencia igual al cambio Doppler ( $\omega_D$ ) que se deriva del término cosenoidal de la ecuación (2.18); una envolvente Gaussiana cuyo factor de turbulencia es  $\sigma^2$ ; y una componente de frecuencia baja. En el dominio de la frecuencia contiene una componente de frecuencia baja llamada función pedestal y una forma Gaussiana en componentes de frecuencia alta alrededor de la frecuencia de Doppler,  $f_D$ .

La componente de frecuencia baja se debe al esparcimiento de partículas o de estructuras estáticas de poca velocidad o del flujo laminar que rodea al fluido<sup>1</sup>. Algunas veces se utiliza un filtro pasa altas para remover las frecuencias bajas; proceso que suele ir acompañado de pérdida de información cuando la frecuencia Doppler es pequeña o la turbulencia en el fluido es grande.

En fluidos turbulentos, las partículas esparcidoras tienen una distribución aleatoria en tres dimensiones. Los campos de luz esparcidos por los

---

<sup>1</sup>En mediciones de fluido sanguíneo *in vivo* no se puede obtenerse una SNR suficiente de la señal Doppler porque existe luz esparcida inevitablemente en el tejido que cubre a las venas.

Velocidad	Frecuencia Doppler	Aplicación
1 $\mu\text{m/s}$ - 10 mm/s	3 Hz - 30 kHz	Biología
1 mm/s - 100 m/s	3 kHz - 300 MHz	Estructuras mecánicas. Ingeniería civil. Mecánica hidráulica.
10 m/s 1000 m/s	30 MHz - 3 GHz	Combustión. Investigación en explosiones.

Tabla 3.1: Velocidades características de algunas aplicaciones de los LDVs y sus frecuencias Doppler

trazadores son independientes. Los centros de esparcimiento tienen fase aleatoria y relación de amplitud de acuerdo a su localización y a sus propiedades de esparcimiento. Entonces, la intensidad luminosa en algún punto del volumen de medición, es el resultado de la adición de los campos luminosos de algunas partículas trazadoras y de los centros de esparcimiento.

La relación de amplitudes de las componentes de frecuencias altas y bajas es proporcional a la relación señal a ruido y depende de la potencia del láser; de la relación del tamaño de la partícula al volumen de medición, de la relación de intensidad entre los dos haces; del alineamiento óptico; y de la capacidad del sistema para coleccionar luz.

El problema de medición de la velocidad se reduce a estimar  $f_D$  porque es directamente proporcional a la velocidad de la partícula. La frecuencia de modulación puede asumirse constante durante la duración de la señal de estallido (en inglés *burst*); Aunque es imposible hacer una medición para cada partícula, la frecuencia Doppler es diferente para cada partícula por la turbulencia del fluido[33]. La Tabla 3.1 muestra los valores de la frecuencia Doppler y sus aplicaciones para luz incidente de 632.8 nm.

### 3.1.1 Dependencia de la señal Doppler en la concentración de partículas

La frecuencia de cada señal Doppler es normalmente constante en un tiempo muy corto cuando pasa a través del volumen de medición; entonces la velocidad de cada partícula se considera constante durante este periodo de tiempo. Sin embargo, como la frecuencia cambia de un centro de esparcimiento a otro,

usualmente se mide el promedio de la frecuencia de varias señales. En un estado de flujo laminar, en ausencia de instrumentos de efectos bordeadores, todas las frecuencias pueden ser las mismas; en un fluido turbulento, en contraste, existirán variaciones de frecuencia que dependerán de la intensidad de turbulencia.

Como puede observarse en el estudio de Mie para la dispersión de luz por partículas esféricas, la intensidad de la luz esparcida depende del tamaño y características eléctricas de los centros de dispersión, así mismo, del número de partículas presentes en el volumen de medición y de su posición dentro del mismo. Si existen  $N$  centros de dispersión ( $CD$ ) que se mueven a través del volumen con velocidades idénticas, la probabilidad que un  $CD$  disperse es de  $\frac{1}{2}$  y como las posiciones de las partículas son independientes unas de otras, entonces la probabilidad de dispersión de luz por todos los  $N$  centros de dispersión es  $(\frac{1}{2})^N$  [34].

De estos  $N$   $CD$ s presentes en el volumen de medición, sólo  $M$  contribuyen a la señal Doppler porque existe un número de partículas cuyas señales se suman en fase para dar una señal. Se asigna una fase a una partícula porque la partícula genera una señal senoidal al atravesar el volumen de medición; por tanto, cuando un conjunto de  $CD$  cruza el volumen de prueba, todos tienen relaciones de fase en el tiempo respecto de los otros.

Del análisis anterior se observa la importancia de la cantidad suficiente de partículas en el volumen de medición para que aumente la probabilidad de que todas tengan una diferencia de fase pequeña y así obtener una señal de mayor potencia.

### 3.1.2 Parámetros de tiempos de procesamiento de la señal Doppler

La relación entre las amplitudes de la señal Doppler y la señal pedestal (es decir, la relación entre las componentes de frecuencias altas y bajas) se conoce como visibilidad y es proporcional a la relación señal a ruido (SNR).

En general, las SNRs grandes permiten equipos de procesamiento de señal que son menos complicados y más baratos. Es deseable asegurar que el arreglo óptico utilice una potencia de láser correcta y que los tamaños de las partículas también sean correctos para el volumen de medición, además de la alineación óptima del sistema. Usualmente la concentración de partículas es tal que la señal no es continua. La relación de:

$$\frac{\text{Tiempo de duración en el cual la señal no se procesa}}{\text{Tiempo total}}$$

se refiere a la tasa de *dropout*. El término *duty cycle* también se emplea y se define como:

$duty\ cycle = 1 - \text{tasa de dropout}$ .

La tasa de dropout es función del tamaño del volumen de medición, de la concentración de partículas y del nivel de discriminación introducido por la electrónica del sistema de procesamiento. Por ejemplo el agua de grifo tiene una tasa de *dropout* de 2% que contrasta con el 99.99% de una flama de gas. El valor de la tasa de *dropout* es importante porque dicta la forma de procesamiento de la señal más adecuada para un fluido en particular y porque controla el tiempo requerido para obtener un valor estadístico satisfactorio de una propiedad en un fluido turbulento. Los trazadores de frecuencia demoduladores son generalmente convenientes para usarse en tasas de *dropout* pequeñas; y los contadores son más recomendables en tasas de *dropout* grandes. En [32] se encuentran algunas tasas de *dropout* típicas.

Las implicaciones estadísticas de la tasa de *dropout* son relevantes en la evaluación de saltos. En estados de fluido laminar, una partícula sola proveera un valor de la velocidad acorde a las limitantes de los instrumentos; en fluidos turbulentos no es así, el número de partículas requeridas para una medición precisa de la velocidad media incrementa en turbulencia intensa y también si se requiere mayor correlación en los correladores.

## 3.2 Análisis aproximado en frecuencia de la señal Doppler

Como se mencionó, la señal Doppler puede aproximarse a una señal coseno ( $\cos \omega_D t$ ) de envolvente gaussiana. Para conocer el espectro, se aplica el teorema de convolución en frecuencia.

Si la señal coseno y la envolvente Gaussiana se representan como:

$$f_1(t) = \cos \omega_D t + 1, \quad (3.3)$$

$$f_2(t) = \exp(-t^2 \sigma^2), \quad (3.4)$$

y sus respectivas transformadas de Fourier como:

$$F_1(\omega) = \sqrt{2\pi} \delta(\omega) + \sqrt{\frac{\pi}{2}} [\delta(\omega - \omega_D) + \delta(\omega + \omega_D)], \quad (3.5)$$

$$F_2(\omega) = \frac{\exp\left(\frac{-\omega^2}{4\sigma^2}\right)}{\sqrt{2\sigma^2}}, \quad (3.6)$$

donde  $\delta(\omega)$  representa la función delta de Dirac.

Entonces al multiplicar las ecuaciones (3.3) y (3.4) se obtiene:

$$f_1(t) f_2(t) = \exp(-t^2 \sigma^2) [\cos \omega_D t + 1] \quad (3.7)$$

y al aplicarle a esta ecuación el teorema de convolución que dice [35]:

$$f_1(t) f_2(t) = \frac{1}{2} \pi \int F_1(\omega) F_2(\omega - \mu) d\mu. \quad (3.8)$$

Si se sustituyen (3.5) y (3.6) en la ecuación anterior, entonces:

$$f_1(t) f_2(t) = \int \left\{ \sqrt{2\pi} \delta(\omega) + \sqrt{\frac{\pi}{2}} [\delta(\omega - \omega_D) + \delta(\omega + \omega_D)] \right\} \frac{\exp \left\{ \frac{-(\omega - \mu)^2}{4\sigma^2} \right\}}{\sqrt{2\sigma^2}} d\mu. \quad (3.9)$$

Al resolver esta integral se obtiene:

$$f_1(t) f_2(t) = \frac{2 \exp \left( -\frac{\omega^2}{4\sigma^2} \right) + \exp \left\{ -\frac{(\omega - \omega_D)^2}{4\sigma^2} \right\} + \exp \left\{ -\frac{(\omega + \omega_D)^2}{4\sigma^2} \right\}}{2\sqrt{2}\sqrt{\sigma^2}}. \quad (3.10)$$

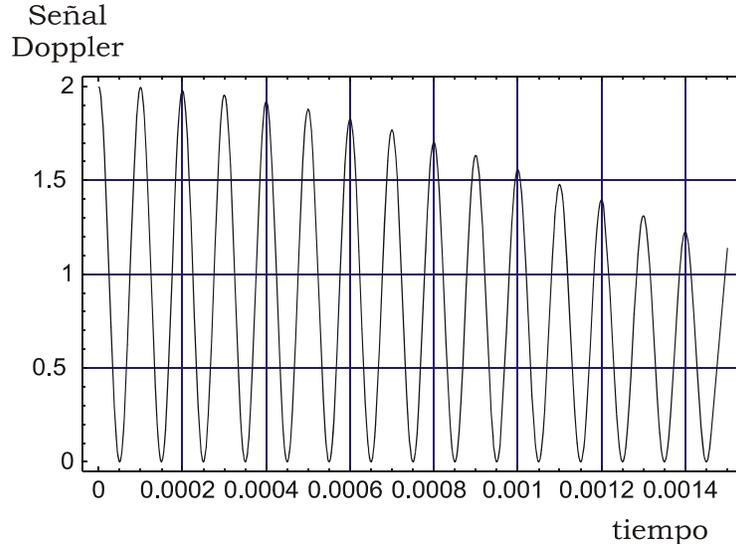


Figura 3.1: Señal Doppler de 10 KHz en el dominio del tiempo y factor de turbulencia  $\sigma = 500$  y  $F_1 = F_2 = 1$ .

La aproximación anterior en frecuencia de la señal Doppler supone que se tiene una sola partícula de velocidad constante en el volumen de medición que pasa exactamente por el centro del mismo y con velocidad constante. En las figuras 3.1, 3.2 y 3.3 se ha graficado  $s(t)$  en el dominio del tiempo y en el dominio de la frecuencia para diferentes valores de  $\sigma$ ,  $|\mathbf{u}|$  y  $F_1$  y  $F_2$ .

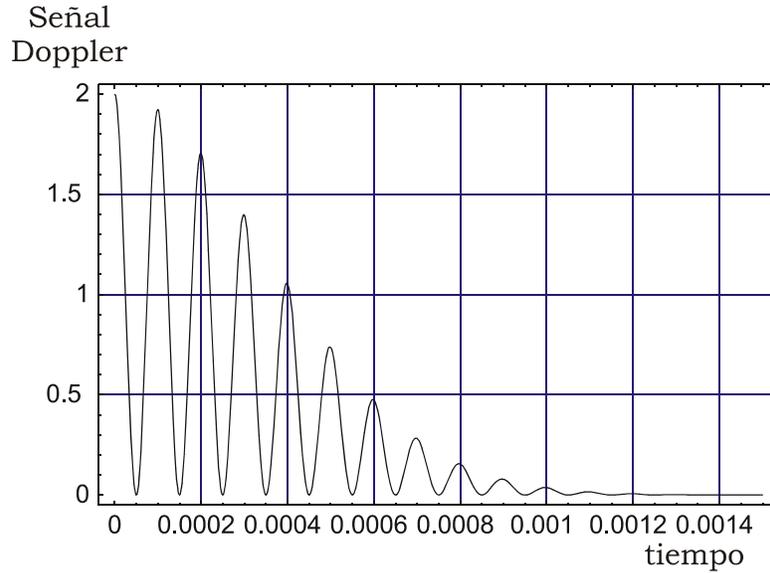


Figura 3.2: Señal Doppler de 10 KHz en el dominio del tiempo con factor de turbulencia  $\sigma = 1500$  y  $F_1 = F_2 = 1$ .

Como se observa, las señales más turbulentas en el dominio del tiempo serán más difíciles de detectar, porque la señal tiene menos duración y decae más rápido; en el dominio de la frecuencia conforme el factor  $\sigma$  aumenta, la señal que contiene la componente de frecuencia Doppler se hace más pequeña y más ancha, lo mismo que la función pedestal, que, en el peor de los casos, puede sobresalir de la componente Doppler.

El tránsito aleatorio de muchas partículas a través del volumen de medición produce una señal continua, la cual es la superposición de varios transitorios. El resultado de combinar aleatoriamente muchos paquetes de ondas senoidales de la misma frecuencia es producir una señal senoidal semicontinua que varía tanto en fase como en amplitud, pero que tiene una frecuencia media igual a la frecuencia de un paquete individual.

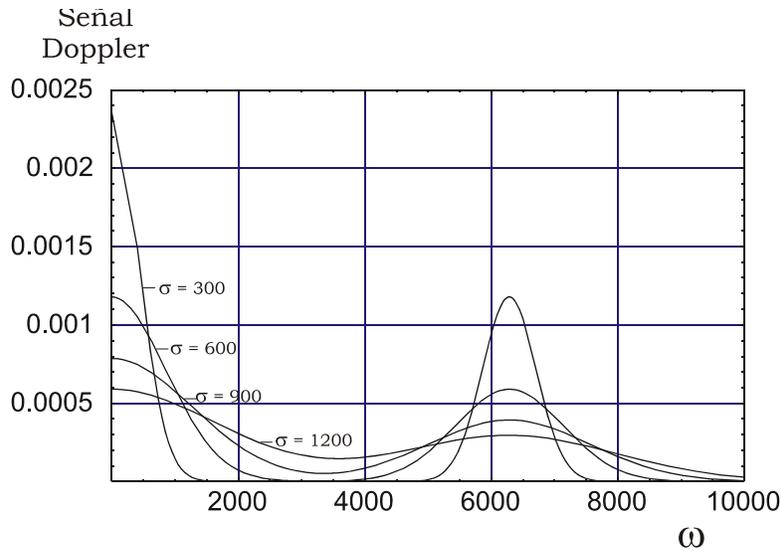


Figura 3.3: Señal Doppler de 1 KHz en el dominio de la frecuencia con distintos valores de de turbulencia  $\sigma$ .

### 3.3 Procesamiento de la señal Doppler

El diseño de problemas asociados al procesamiento de señales del LDV incluyen la detección de la señal, la corrupción de la señal por el ruido, las variaciones en frecuencia por turbulencia y un rango amplio de frecuencias principales Doppler. Las técnicas de procesamiento utilizadas para extraer la información son importantes en los LDVs porque, como se observó, la seal esparcida tiene inevitables fluctuaciones aleatorias que dependen de la naturaleza de la partícula y de las características del sistema. Para realizar el procesamiento de la señal se debe considerar que: la frecuencia de la señal doppler (y su respectiva envolvente gaussiana) de una partícula individual es proporcional a la componente instantánea de velocidad; la profundidad de modulación de la envolvente varía de acuerdo al tamaño y posición de la partícula en el volumen; la señal Doopler no se presenta todo el tiempo; dos o más partículas pueden contribuir a la misma señal (ya sea para amplificarla o para atenuarla); y el ruido siempre está presente. En adición, la señal puede no presentarse en intervalos de tiempo porque su presencia también depende de la concentración de partículas en el fluido y del tamaño del volumen de medición.

Los principales criterios de selección del procesador de la señal Doppler son: su precisión, el rango de frecuencias que puede medir, la capacidad de obtener la frecuencia de una señal que contenga mucho ruido, su resolución en

el tiempo<sup>2</sup>, su facilidad de uso y su facilidad para interpretar los resultados. Los procesadores más capaces en los LDVs son: los trazadores de frecuencia (*frequency tracker*), los contadores de velocidad alta (*high speed burst counter*), los correladores y los analizadores de espectros.

Si la SNR es suficientemente grande, procesadores tipo contador, capaces de procesar tasas de señal arriba de  $10^5$  muestras (de señales *burst*) por segundo, se usan para determinar la frecuencia Doppler. Un número pequeño de muestras es un obstáculo cuando se aplican los instrumentos a las señales Doppler con SNR pequeña.

Los trazadores de frecuencia operan con el mismo principio usado en la recepción de las señales de radio FM. Su mayor limitante es que la señal debe estar presente por lo menos 1% del tiempo, de otro modo, el sistema puede volverse inestable[34]. El procesamiento de señales Doppler por medio de un contador de estallidos de gran velocidad es un método muy empleado en laboratorio. El contador requiere relaciones señal a ruido mínimas de 15 dB; y tiene una medición mínima de turbulencia de 0.5%.

Para remover las componentes de frecuencia baja causadas por la función pedestal, la señal de entrada puede filtrarse con un filtro paso altas cuyos parámetros sean propuestos por el usuario; que de ser inadecuados, la señal Doppler podría atenuarse y la medición contener errores en la estimación de la frecuencia Doppler.

En términos generales, el análisis de la correlación clásica y el análisis de espectros son técnicas de medición en el tiempo que después aplican la Transformada de Fourier (FT) o la Transformada Rápida de Fourier (FFT) a la señal. Las técnicas basadas en el análisis mediante la FFT mejoran el procesamiento de la señal Doppler individual, sin embargo, el uso de software sólo puede procesar 30 señales por segundo [36].

La frecuencia Doppler puede estimarse a partir de la señal procesada con un analizador de espectros (técnica *Burst Signal Analysis*). El analizador es un procesamiento usado frecuentemente por su disponibilidad. No obstante, la medición del BSA para una relación señal a ruido pequeña es deficiente.

Por otra parte, un correlador de fotones mide la frecuencia Doppler de la señal después de que a ésta se le aplicó una función de autocorrelación a los fotones que arribaron y después se le aplica la FT o la FFT. El método se usa principalmente cuando la luz esparcida es muy pequeña y se compone de fotones individuales. El correlador de fotones sólo puede calcular el promedio de la señal de entrada; no puede usarse en tiempo real ya que la cantidad de cálculos requeridos por la función de autocorrelación es grande.

---

<sup>2</sup>La resolución en el tiempo se define como el tiempo requerido para obtener una medición de la frecuencia Doppler con una precisión predeterminada, o sea, el inverso de la respuesta en frecuencia del instrumento.

Método	Observaciones
Analizador de espectros	Realiza el análisis al emplear la Transformada de Fourier. Disponible en el mercado. Sólo sirve para fluidos estacionarios. Los nuevos dispositivos miden señales desde -139 dB
Correladores	Realizan la autocorrelación de la señal y después aplican la Transformada de Fourier. Adecuados para SNR pequeñas. Se puede realizar en hardware de acuerdo a las necesidades (técnicas adaptativas).
Contadores	Sirven para SNR grandes. Se requiere un número considerable de muestras.
Trazadores de frecuencia	Sirven para fluidos de múltiples partículas. Funcionan como los demoduladores FM. Requieren SNR grandes y la presencia de la señal casi todo el tiempo.
Análisis en el tiempo	Osciloscopios. Costo bajo. Requieren un análisis posterior de la señal.

Tabla 3.2: Diversos tipos de procesamiento empleados en los LDVs

Entre las técnicas nuevas de análisis de la señal Doppler se utilizan métodos de redes neuronales que requieren procesos de conmutación y funciones de peso; estas técnicas tienen un proceso adaptativo que puede utilizarse para diferentes tipos de fluido porque poseen memoria[37]. Otras técnicas incluyen un primer análisis en el tiempo de resolución grande para después analizar la gráfica al tomar un número considerable de muestras[36]; obviamente este tipo de medición puede requerir más tiempo.

La Tabla 3.2 expone los procesamientos de la señal Doppler comunmente empleados y algunas de sus características.

### 3.3.1 Correladores

Los correladores convencionales hacen la correlación entre la amplitud de las señales  $e(t)$  y  $e(t + \delta)$ , donde  $\delta$  es el tiempo de retraso:

$$C = \{e(t)e(t + \delta)\}. \quad (3.11)$$

Lentos en un principio para aplicaciones de LDVs, han mejorado su velocidad gracias a la construcción de hardware más veloz. Estos dispositivos se usan en frecuencias Doppler pequeñas para que la correlación de la señal pueda

llevarse a cabo en periodos de tiempo relativamente grandes. El espectro de energía puede obtenerse mediante la transformada de Fourier de la función de la correlación medida. Tanto la correlación como el espectro de energía contienen información acerca de la densidad de probabilidad de velocidad  $\{f_u(c)\}$ , pero los efectos de ensanchamiento hacen difícil la obtención de la velocidad directamente.

El correlador de amplitud convencional convierte la señal de voltaje proveniente del fotodetector,  $e(t)$ , en una palabra digital, por ejemplo de 32 bits, cada  $\Delta\delta$  segundos. Una estimación de la función de correlación se obtiene de:

$$C(n\Delta\delta) = \frac{1}{M - |n|} \sum_{m=i}^M e(m\Delta\delta) e\{(m+n)\Delta\delta\}, \quad (3.12)$$

donde la suma sobre  $m$  corresponde a un promedio en el tiempo y  $n$  (entero) determina el tiempo de retraso;  $(N-1)\Delta\delta$  es el tiempo máximo de retraso. Los correladores se llaman de  $N$  puntos; y tienen valores de  $N$  desde 100 hasta 1028.

La velocidad de correlación se determina por el tiempo que tarda el correlador en hacer las multiplicaciones de la ecuación (3.12). Un número razonable de puntos de correlación es 10/ciclo de correlación. Si la frecuencia de correlación es  $f_D$ ,  $\Delta\delta$  debe ser  $\frac{1}{10}f_D$ ; la capacidad para hacer multiplicaciones del correlador es  $10Nf_DB^2$  bits por segundo (por ejemplo, 10 bits de resolución en una señal de 10 MHz de 100 líneas requiere un promedio de  $10^{12}$  multiplicaciones). Como la disminución de bits reduce el tiempo de cálculos, los valores típicos de  $B$  son 4, 8, 16 y 32.

La velocidad del correlacionador puede incrementarse si se reduce la resolución del convertidor A/D a  $B = 1$  bit; el cual se denomina correlador contraído y funciona de acuerdo a:

$$ec(t) = 1 \text{ para } e(t) > 0 \quad (3.13)$$

y

$$ec(t) = 0 \text{ para } e(t) < 0, \quad (3.14)$$

donde  $ec(t)$  es una señal obtenida de la amplificación de  $e(t)$  recortada en los niveles  $\pm 1$ .

El análisis de la frecuencia Doppler con el método de autocorrelación digital es viable para análisis de cientos de metros[6]. Éstos métodos se basan en consideraciones de la densidad espectral de potencia y de las funciones de autocorrelación. Algunas investigaciones donde se pueden encontrar sistemas correladores en LDVs primarios son [1] y [15].

### 3.3.2 Analizador de espectros

Cuando se utiliza un analizador de espectros para determinar la frecuencia Doppler en un LDV, el espectro resultante es proporcional a la raíz cuadrada de la distribución de densidad de probabilidad de velocidad; proporción que se establece para concentraciones de partículas pequeñas. Para muchas distribuciones, la frecuencia más probable corresponde aproximadamente al valor promedio de la frecuencia; es decir, es proporcional a la velocidad promedio. El ancho espectral se relaciona con la intensidad de turbulencia y con las desviaciones de la envolvente Gaussiana.

Para los propósitos de un LDV es necesario que el ancho de barrido del instrumento sea grande y que el filtro de frecuencia intermedia sea pequeño en relación al ancho del espectro de la señal Doppler. En adición, el tiempo de barrido debe ajustarse para ser mayor al tiempo de tránsito de la partícula a través del volumen de medición. El número de señales observado por el analizador debe ser grande para poder construir adecuadamente la forma del espectro de la señal y evaluar las propiedades estadísticas confiablemente.

En el analizador de espectros un detector mezcla y amplifica la señal de medición con la señal de un oscilador local y es vista en un filtro en la frecuencia central  $f_0$  y de ancho de banda  $\Delta f_0$ . La frecuencia  $f_0$  cambia con el tiempo de acuerdo al tiempo de barrido seleccionado. El analizador puede barrer muchas veces para construir la señal la cual es proporcional a la raíz cuadrada de la velocidad según su densidad de distribución de probabilidad. El espectro depende tanto de la amplitud de la señal como de su frecuencia. Afortunadamente la influencia de la forma de la señal en el tiempo promedio puede ser pequeña en condiciones normales de operación del analizador de espectros.

El instrumento es fácil de usar y su operación es adecuada para medir señales inmersas en ruido considerable. Sin embargo, el análisis en frecuencia destruye la información en tiempo real. Por ejemplo, para características de ondas senoidales, es imposible evaluar la frecuencia de oscilación del fluido. La destrucción de la información en tiempo real implica que el instrumento tampoco es adecuado para fluidos de gran turbulencia. Además, si los parámetros como resolución y barrido no se ajustan adecuadamente, no se podrán hacer mediciones precisas, aún si el analizador de espectros tienen un rango amplio de medición.

La señal es únicamente observada en el rango de frecuencias de barrido y en el tiempo de barrido ajustado. En adición, la gráfica desplegada puede utilizarse para interpretar propiedades mecánicas del fluido. La reducción de datos del espectro desplegado es laborioso particularmente cuando se requiere precisión grande. Su uso también se dificulta al hacer mediciones donde la

Fabricante	Modelo	Rango de frecuencias
Advantest	U3661	9 kHz - 26.5 GHz
Agilent	E4411B	9 kHz - 1.5 GHz
Agilent	E4403B	9 kHz - 13.2 GHz
Agilent	E4408B	9 kHz - 26.5 GHz

Tabla 3.3: Algunos Analizadores de Espectros disponibles en el mercado.

frecuencia Doppler tiende a cero.

La Tabla 3.3 muestra algunos analizadores de espectros disponibles en el mercado y sus rangos de medición:

Los parámetros importantes a controlar cuando se usa un analizador de espectros son:

- La resolución en ancho de banda (RBW), que es el ancho de banda medido a partir de los puntos donde la frecuencia decae 3 dB por debajo del pico de la señal especificada; por ejemplo, el analizador U3661 de Advantest puede ajustar este parámetro entre 100 Hz y 3 MHz.
- El tiempo de barrido que es la cantidad de tiempo requerida para barrer el ancho de banda seleccionado (conocido como *Span*); el analizador U3661 de Advantest puede ajustar este parámetro entre 50 ms y 100 s. Si el tiempo de barrido es muy rápido, el sistema de procesamiento no será capaz de guardar mucha información. Algunos analizadores pueden advertir tiempos de barrido pequeños para que el usuario vuelva a ajustar el parámetro.

Los nuevos analizadores de espectros poseen unidades de hardware que típicamente toman 64 muestras por segundo para realizar la FFT, realizan  $10^5$  operaciones por segundo.

## 3.4 Conclusiones

1. La señal Doppler a la salida del fotodetector será una función coseno de envolvente Gaussiana. La función coseno contiene en su argumento a la frecuencia doppler; la envolvente gaussiana depende de la posición de la partícula en el fluido y de la turbulencia del mismo.
2. En el dominio de la frecuencia, la señal Doppler estará formada por: un pulso centrado en la frecuencia Doppler cuyo ancho depende de la turbulencia del fluido y de una función pedestal de frecuencia baja debida al espaciamiento por el fluido laminar o por estructuras estáticas.
3. Entre los dispositivos que sirven para detectar a la frecuencia Doppler se encuentran:
  - Los contadores de fotones que sirven en relaciones señal a ruido grandes y funcionan mejor en densidades de partículas grandes en el volumen de medición.
  - Los trazadores de frecuencia, cuyo principio es similar a los demoduladores FM. Sirven sólo para fluidos de partículas múltiples, por lo que la señal Doppler debe estar presente casi todo el tiempo.
  - Los osciloscopios muestran la señal Doppler en el dominio del tiempo y requieren un análisis posterior de la gráfica desplegada. Son dispositivos disponibles en el mercado y de costo pequeño.
  - Los correladores que obtiene la función de autocorrelación de la señal Doppler para luego obtener su transformada de Fourier. Son adecuados en relaciones señal a ruido pequeñas.
  - Los analizadores de espectros que aplican la transformada de Fourier a la señal Doppler. Se encuentran disponibles en el mercado. En la actualidad son capaces de procesar señales cuyas SNRs son pequeñas (-128 dB). Típicamente tienen rangos de medición que van desde 9 kHz hasta 26 GHz<sup>3</sup>.

---

<sup>3</sup>Aunque existen Analizadores de espectros que miden frecuencias más grandes a 26 GHz, su rango no empieza desde los 9 KHz.

# Capítulo 4

## Dispositivos del velocímetro láser Doppler de fibras ópticas

En este capítulo se analizan en detalle los principales componentes y dispositivos que intervienen en un velocímetro láser Doppler de fibras ópticas (FOLDV), de acuerdo con la configuración mostrada en la figura 4.1, la cual se explicó en forma general en el capítulo 2. Otras características de este sistema como la amplitud de las señales y el ruido asociado se analizan en el siguiente capítulo donde se obtiene la relación señal a ruido del sistema.

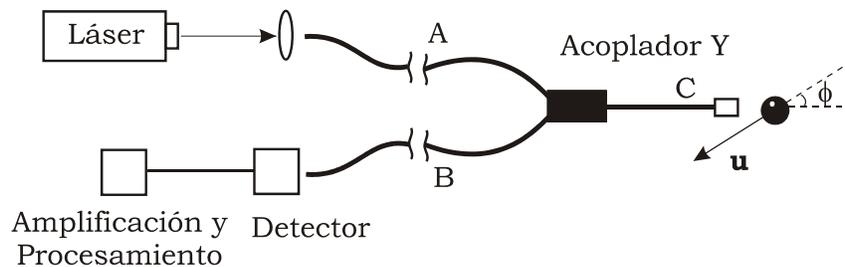


Figura 4.1: LDV de fibras ópticas con un acoplador Y.

### 4.1 Láser

El término láser es un acrónimo de *ligh amplification stimulated emission of radiation*. Todos los láseres producen haces intensos de luz monocromática, coherente y muy colimada. La longitud de onda (el color) de la luz láser es extremadamente pura (luz monocromática) en comparación a otras fuentes de luz; y todos los fotones que forman el haz tienen una relación de fase fija uno

respecto de otro (coherencia). Esto causa que la luz forme un haz de expansión pequeña (poca divergencia) que puede viajar grandes distancias o que puede enfocarse en una área muy pequeña. Debido a estas propiedades, los láseres se usan en una amplia variedad de aplicaciones.

### 4.1.1 Descripción breve del principio de funcionamiento del láser

Al partir de la suposición de tener un conjunto de átomos (por ejemplo, en un sólido, gas o líquido), cada átomo (al considerarlo como un sistema compuesto de un núcleo y una nube de electrones) posee una cierta cantidad de energía interna y tiende a mantener su configuración energética más baja (estado base de este tipo particular de átomo). Además, cada átomo puede existir en configuraciones específicas bien definidas, que corresponden a energías mayores que las del estado base (estados excitados).

Por medio de una fuente de luz convencional, como una lámpara de tungsteno, es posible ceder energía hacia los átomos y estos reaccionan haciendo transiciones a estados excitados. Cada átomo puede volver a caer espontáneamente (es decir, sin inducción externa) al estado base y emitir la energía absorbida en la forma de un fotón dirigido al azar. Los átomos en este tipo de fuente irradian de manera independiente. Los fotones en el flujo emitido no tienen ninguna relación de fase particular entre sí y la luz es incoherente, o sea, varía en fase de un punto a otro y de un instante a otro.

No obstante, al hacer incidir luz sobre sistemas atómicos especiales, un fotón incidente, suficientemente energético, puede ser absorbido por un átomo, y eleva a éste a un estado excitado. Einstein señaló a principios del siglo XX que un átomo excitado puede volver a un estado más bajo (que no requiere ser necesariamente el estado base) por medio de la emisión de un fotón a través de dos mecanismos distintos [40]. En un caso, el átomo emite energía en forma espontánea, en el otro, la emisión se dispara por la presencia de radiación electromagnética de la frecuencia apropiada. El último proceso, conocido como emisión estimulada, es la clave de la operación de un láser. En cualquier situación el fotón emergente tendrá una energía igual a la diferencia de energías,  $hf_{if}$ , entre el estado inicial más alto y el estado final más bajo, es decir:

$$E_i - E_f = hf_{if}, \quad (4.1)$$

donde  $E_i$  y  $E_f$  son las energías de los estados inicial y final, respectivamente, y  $h$  es la constante de Planck.

Si una onda electromagnética incidente dispara un estado excitado hacia la emisión estimulada, debe tener la frecuencia  $f_{if}$ . Una característica de este

proceso es que el fotón emitido está en fase (en realidad tiene una diferencia de fase es  $\pi/2$  para que la energía total se conserve en el proceso), tiene la misma polarización y se propaga en la misma dirección que la onda estimuladora. Es decir, el fotón está en el mismo modo de radiación que la onda incidente y tiende a sumarse a ella; por tanto, el flujo de energía llevado aumenta (figura 4.2). Sin embargo, puesto que la mayoría de los átomos se encuentran en un principio en el estado base, la absorción generalmente es bastante más probable que la emisión estimulada. Sin embargo, un porcentaje sustancial de átomos se puede excitar de alguna manera a un estado superior y dejar los estados inferiores vacíos; este proceso se llama inversión de población. En la inversión de población, un fotón incidente de la frecuencia apropiada podría entonces disparar una avalancha de fotones estimulados (todos en fase). La onda inicial continuaría en aumento siempre que no hubiera procesos competitivos dominantes (como esparcimiento) y siempre que se pudiera mantener la inversión de población. En efecto, se suministraría energía (eléctrica, química, óptica, etc.) para sostener la inversión y se extraería un haz de luz después de recorrer el medio activo.

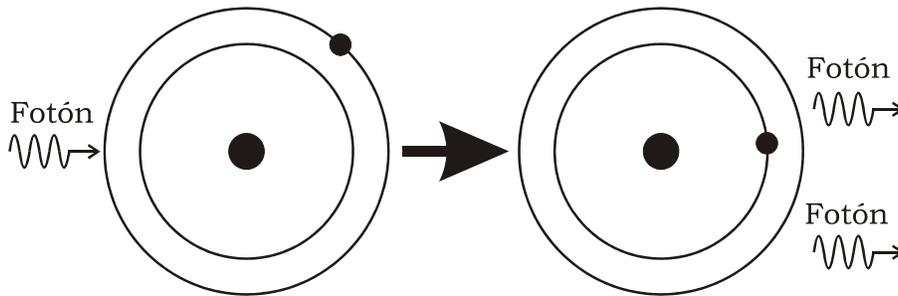


Figura 4.2: Principio de emisión estimulada. Un fotón que estimula un átomo en estado excitado lo regresa a su estado base y se emite otro fotón de igual relación de fase que el original.

Todos los láseres incluyen un medio de ganancia (la fuente de la luz láser, por ejemplo gas argón), una fuente de excitación (fuente de potencia) y una estructura de resonancia (espejos o superficies reflectivas alineadas para reflejar parte o toda la luz emitida en reversa a través del medio de ganancia), como se muestra en la figura 4.3. Sin embargo, salvo por similitudes básicas, los láseres son muy diferentes en tamaño, salida, calidad del haz, consumo de potencia y

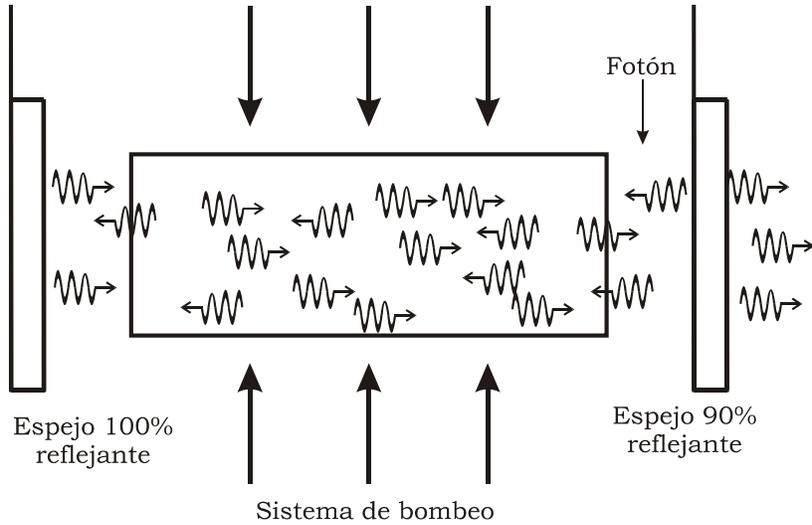


Figura 4.3: Principio del rayo láser. El sistema necesita un sistema de bombeo, una cavidad resonante y un medio que proporcione los fotones.

vida de operación.

#### 4.1.2 Factores que caracterizan al haz láser

Las fronteras de los haces ópticos en un láser no están claramente definidas. Si se asume que el frente de onda del haz corresponde a un perfil gaussiano, sus fronteras pueden, en principio, extenderse al infinito. En consecuencia, no es sencillo medir la dimensión de un haz. La definición del ancho del haz es el rango para el cual la intensidad del haz es mayor a  $1/e^2$  (13.5%) de su valor máximo cuando se mide en un plano ortogonal al eje óptico. El análisis se deriva de la propagación de un haz Gaussiano y es apropiado para láseres que funcionan en el modo fundamental  $TE_{00}$ , el cual se muestra en la figura 4.4.

Por otra parte, el factor de propagación en un haz láser se define como:

$$k = 1/M^2 - \lambda(\pi W_0 \theta_0), \quad (4.2)$$

donde  $\lambda$  es la longitud de onda del haz,  $W_0$  es un parámetro de la forma del haz y  $\theta_0$ , la divergencia en el campo lejano del haz, es una invariante que relaciona los haces Gaussiano y no-Gaussiano como si pasarán a través de un sistema óptico[41]. El factor  $M$  describe la diferencia del haz láser respecto de un haz Gaussiano; si  $k = M = 1$  el haz es Gaussiano. Si  $k > 1$  ( $M^2 > 1$ ), el haz no es Gaussiano, pero todas las fórmulas de propagación Gaussiana se pueden

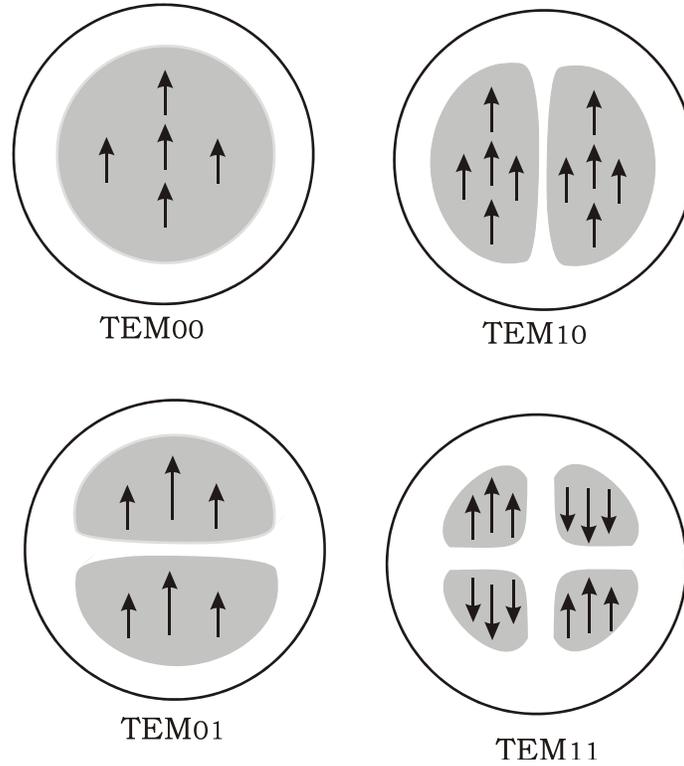


Figura 4.4: Modos de operación del láser.

utilizar con modificaciones apropiadas (por ejemplo,  $W_0 = M \cdot w_0$ , donde  $w_0$  es el parámetro gaussiano correspondiente).

### 4.1.3 Tipos de láseres adecuados para su uso en velocímetros láser Doppler

La elección de un láser se debe hacer de acuerdo a las necesidades específicas del sistema en estudio. En este trabajo, es menester su uso en fibras ópticas, pero también se requiere evaluar cuál láser es más adecuado para producir el esparcimiento de luz por las partículas. La mayoría de los experimentos en LDVs utilizan láseres de He:Ne y láseres diodos; a continuación se analizarán las características de estas dos fuentes de luz.

## Láser de Helio Neón

Los láseres producidos a gran escala son el láser de Helio Neón (He:Ne)<sup>1</sup> y los láser diodos. El éxito del láser He:Ne son su costo menor, su tamaño pequeño, su tiempo de vida largo (tantas como  $5 \cdot 10^4$  horas de operación) y su calidad de haz, que lo hace el más apropiado para la investigación. Los láseres He:Ne producen potencias de salida de mili Watts y disponen variadas longitudes de onda en el rango de 543 nm (verde) a  $3.39 \mu\text{m}$  (infrarojo). La longitud de onda común es el rojo de 663 nm.

El láser HeNe se encuentra en un amplia variedad de aplicaciones más que otras fuentes láser. De especial interés para la presente investigación es su uso en la medicina en el conteo y ordenamiento de células de sangre, en sistemas de medición de partículas y en la medición de los desplazamientos relativos de los espejos de un interferómetro de Michaelson [42]. Debido a su tamaño pequeño, este tipo de láseres se puede usar en aplicaciones de usuarios finales u OEM (*original equipment manufacturer*). Se enfrían por convección y pueden operarse con baterías. La calidad del haz He:Ne, por ejemplo, tiene un factor típico de haz  $M^2$  menor a 1.05 que representa el modo  $TEM_{00}$  Gaussiano puro.

En particular el láser He:Ne rojo (632 nm) tiene los siguientes valores típicos en sus parámetros[41]:

- Rango de potencia de 0.5 a 17 mW.
- Diámetro del haz ( $1/e^2$ ) de 0.46 a 1.02 mm.
- Divergencia del haz de 0.79 a 1.77 mrad.

Para el caso del láser He:Ne que trabaja en el infrarrojo ( $1.523 \mu\text{m}$ ) las variaciones son:

- Rango de potencia de 0.8 a 1.0 mW.
- Diámetro del haz ( $1/e^2$ ) de 1.26 a 1.33 mm.
- Divergencia del haz de 1.48 a 1.59 mrad.

También existen configuraciones de láser He:Ne compactas a cambio de un menor desempeño:

- Rango de potencia de 0.5 a 0.8 mW.
- Diámetro del haz ( $1/e^2$ ) de 0.45 a 0.47 mm..
- Divergencia del haz de 1.70 a 1.8 mrad.

---

<sup>1</sup>Algunas de las aplicaciones de este láser son en la metrología, grabación de imágenes y espectroscopía.

## Láser diodo

El diodo láser es un dispositivo pequeño. Tiene un amplio rango de longitudes de onda, desde 630 nm hasta  $1.6 \mu\text{m}$  y rangos de potencia de pocos miliwatts a algunos watts. Debido a su tamaño y a su eficiencia, el diodo láser ha reemplazado al láser He:Ne en aplicaciones de LDVs OEM [39], específicamente en aplicaciones que no requieren calidad del haz grande ni mucha estabilidad en la longitud de onda. En condiciones de operación adecuadas láseres diodos tienen un tiempo de vida desde  $1 \cdot 10^4$  y hasta más de  $1 \cdot 10^5$  horas; aunque un ensamble inadecuado puede reducir este tiempo en un orden de magnitud o más. Ya que tiene un amplio rango de longitudes de onda, puede utilizarse en regiones del espectro donde las fibras ópticas presentan poca atenuación (por ejemplo en  $\lambda \sim 1550 \text{ nm}$ ).

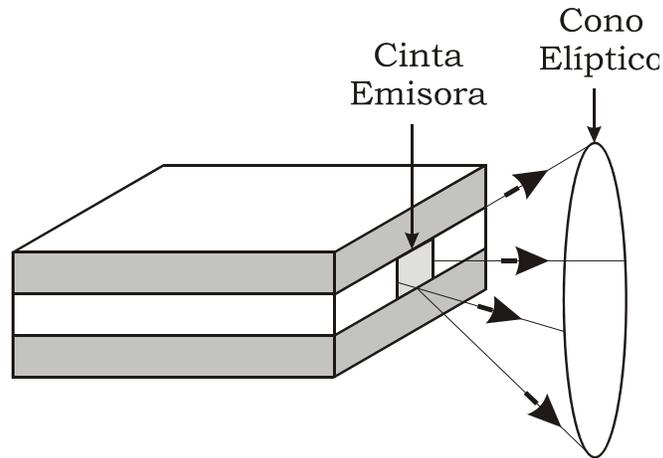


Figura 4.5: Láser diodo. En un láser diodo el haz de propagación es elíptico.

El láser diodo es un dispositivo de emisión frontal con una cavidad láser Fabry-Perot procesada en la longitud del semiconductor[41]. Además de su tamaño pequeño y su forma de cavidad rectangular el diámetro del haz a la salida es muy pequeño ( $\sim 1 \mu\text{m}$ ), la divergencia del haz es muy grande (de 20 a 40 grados) y los haces son astigmáticos y elípticos (típicamente en escala 3 : 1 o más grandes) como se ve en la figura 4.5. Las vicisitudes presentadas por este láser pueden corregirse si se colima el haz y se acondiciona por métodos ópticos anamórficos, pero los procesos varían significativamente de un haz a otro. Existen algunas limitantes adicionales en los láseres diodos: la variación de la longitud de onda por los cambios de temperatura, que conlleva un control de temperatura más demandante para lograr estabilidad de operación; su sensibilidad extrema a las descargas electrostáticas; además de verse afectados por

<b>Longitud de onda (nm)</b>	<b>Rango de potencia (mW)</b>
1523	0.25 - 1.0
633	0.25 - 4.0
612	0.25 - 7.0
594	0.25 - 4.0
543	0.10 - 3.0

Tabla 4.1: Algunos láser disponibles en el mercado y sus características.

	<b>HeNe</b>		<b>Diodo</b>	
	$\lambda$ (nm)	mW	$\lambda$ (nm)	mW
<b>Longitud de onda / Potencia</b>	1523	1	830	100
	633	40	780	25
	612	7	650	20
	594	4	635	15
	543	3		
<b>Calidad del haz</b>	Excelente		Buena	
<b>Control de temperatura</b>	Convección		Convección	
<b>Eficiencia</b>	Buena		Excelente	

Tabla 4.2: Comparación entre láseres de He:Ne, diodos y Diode Pumped Solid-State.

retroalimentación de señales en su cavidad por lo que requieren dispositivos y aisladores para protegerlo.

La Tabla 4.2 muestra los valores de potencia de los láseres disponibles en el mercado para diferentes longitudes de onda y la Tabla 4.2 es una comparación entre el láser He:Ne y el diodo láser.

## 4.2 Fibras ópticas

Las fibras ópticas son de un material dieléctrico (usualmente vidrio o plástico). Tienen un núcleo a través del cual viaja la luz y una cubierta óptica. La geometría de la fibra se muestra en la figura 4.6. En este trabajo se utiliza óptica geométrica para describir la propagación de luz en la fibra óptica. (Una solución de la propagación de haces en la fibra con base en las ecuaciones de Maxwell y las condiciones en la frontera que deben satisfacer los campos electromagnéticos se encuentra en [43].)

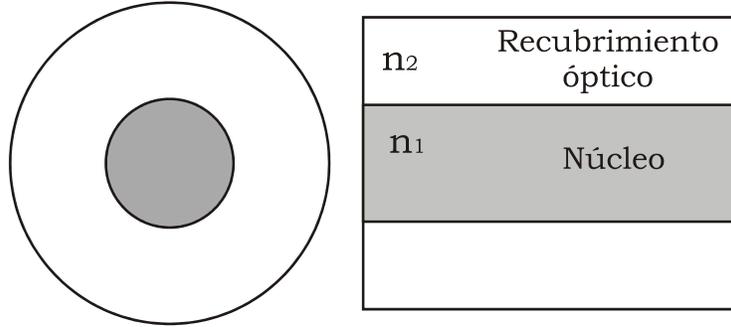


Figura 4.6: La fibra óptica consiste de dos materiales dieléctricos ces de refracción. El índice de refracción del núcleo ( $n_1$ ) es mayor que el índice de refracción de la cubierta ( $n_2$ ) para que exista reflexión total de los hazes dentro de la fibra.

### 4.2.1 Leyes físicas que rigen la propagación de luz en la fibra óptica

Cuando un haz luminoso incide en la frontera entre un medio con índice de refracción  $n_i$  y otro con índice de refracción  $n_t$ , parte de él se refleja y parte se transmite. Las leyes que gobiernan la reflexión y transmisión de la luz se expresan, respectivamente, como (figura 4.7):

$$\theta_i = \theta_r \tag{4.3}$$

y

$$n_i \sin \theta_i = n_t \sin \theta_t, \tag{4.4}$$

donde  $\theta_i$  es el ángulo de incidencia de la luz,  $\theta_r$  el ángulo reflejado,  $\theta_t$  el ángulo transmitido,  $n_i$  es el índice de refracción en el medio incidente y  $n_t$  es el índice de refracción en el medio de transmisión. Las ecuaciones (4.3) y (4.4) se conocen como ley de reflexión y ley de Snell, respectivamente.

De la ecuación (4.4) se observa que si  $n_i > n_t$  debe existir un ángulo de incidencia para el cual el ángulo del haz transmitido es  $\theta_t = 90^\circ$ ; tal ángulo se denomina ángulo crítico,  $\theta_c$ , y resulta ser:

$$\theta_c = \theta_i = \arcsin \frac{n_t}{n_i}. \tag{4.5}$$

Si el ángulo de incidencia es mayor o igual que el ángulo crítico, el rayo se reflejará y no habrá rayo transmitido (reflexión total interna) . La figura 4.8 muestra las características de propagación de los rayos dentro de la fibra;

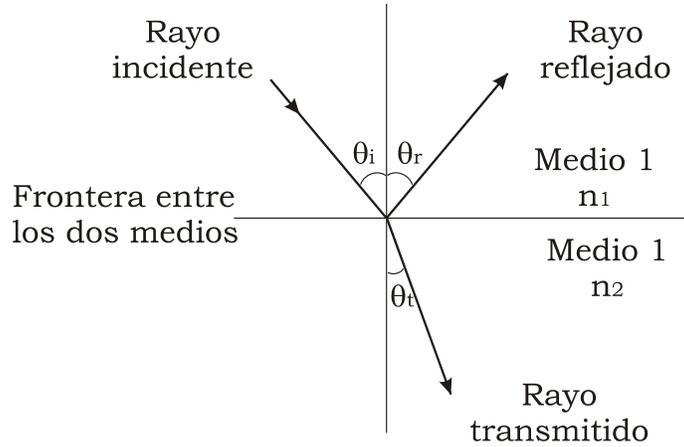


Figura 4.7: Ley de Snell. Un rayo en un medio de índice de refracción ( $n_1$ ) que incide en otro medio de índice de refracción ( $n_2$ ) se reflejará en ángulo igual al incidente respecto de la normal a la interface; y el ángulo del rayo transmitido se da por la relación  $n_1 \sin(\theta_i) = n_2 \sin(\theta_t)$ .

donde se da el fenómeno de reflexión total interna porque el índice de refracción del núcleo es mayor que el índice de refracción de la cubierta

Debe considerarse que cuando un haz incide sobre la cara frontal de una fibra, se transmitirá a través de ella solamente si el ángulo de incidencia es menor que cierto ángulo  $\theta_{\max}$ ; definido como un ángulo por debajo del cual la fibra acepta la luz entrante en una de sus caras y que forma un cono llamado de aceptación. A partir de las ecuaciones (4.3) y (4.4) puede mostrarse que  $\theta_{\max}$  satisface la siguiente ecuación:

$$NA = \sin \theta_{a \max} = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}, \quad (4.6)$$

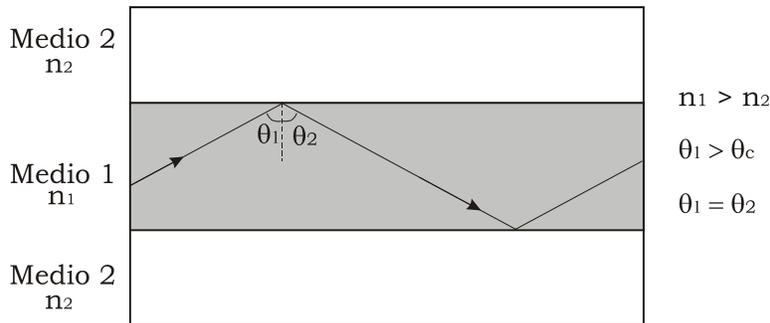


Figura 4.8: Propagación de rayos dentro de la fibra.

donde  $\theta_{a\max}$  es el ángulo máximo del rayo respecto a la normalidad de la superficie de la fibra, para el cual la reflexión interna total tiene lugar en la frontera núcleo-cubierta,  $n_1$  es el índice de refracción del núcleo de la fibra y  $n_2$  es el índice de refracción de la cubierta. El término  $\sin \theta_{a\max}$  también se denomina apertura numérica ( $NA$ ).

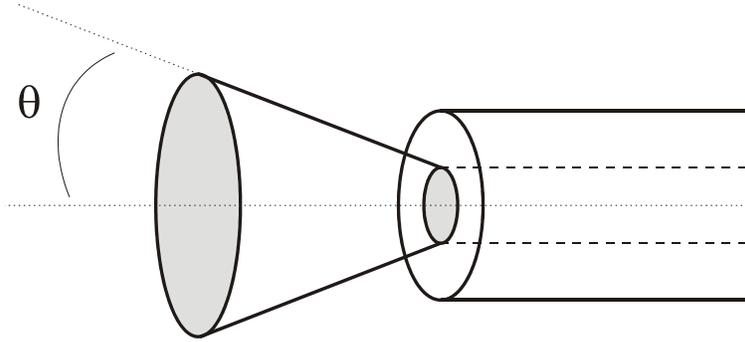


Figura 4.9: Cono de aceptación. Sólo los haces que caen dentro del cono de aceptación de la fibra podrán propagarse dentro de ella. El cono de aceptación es una función de los índices de refracción del núcleo y de la cubierta de la fibra.

Si se supone que el ángulo de aceptación es pequeño, entonces el ángulo sólido de aceptación ( $\Phi$ ) se aproxima a:

$$\Phi = \pi NA^2. \quad (4.7)$$

La figura 4.9 muestra los rayos que puede aceptar la fibra óptica, donde el cono de aceptación es igual a  $2\theta$ . La potencia acoplada a la fibra es

$$P_A = P_T [1 - (\cos \theta)^{m+1}], \quad (4.8)$$

donde  $P_A$  es la potencia acoplada a la fibra,  $P_T$  es la potencia total en el núcleo y  $m$  es un factor para las fuentes lambertianas (por ejemplo, para un LED  $m = 1$ ).

Los porcentajes de acoplamiento en la fibra se muestra en la Tabla 4.3.

## 4.2.2 Tipos de fibras ópticas

En general existen tres tipos de fibra óptica de acuerdo a la característica de propagación de luz en ellas:

Fuente	Fibras		
	Multimodo núcleo de $100\mu\text{m}$	Multimodo núcleo de $50\mu\text{m}$	Monomodo núcleo de $9\mu\text{m}$
<b>LED</b>	10%	1%	< 1%
<b>Láser</b>		50%	10%

Tabla 4.3: Porcentaje de acoplamiento de luz en la fibra de acuerdo a la fuente de luz utilizada

- Múltimodo de índice escalonado: tienen el índice de refracción del núcleo constante por lo que presentan dispersión modal que causa atenuación.
- Multimodo de índice gradual: tienen el índice de refracción gradual que decrece del centro del núcleo hacia afuera y es, por lo regular, una función parabólica. Reducen la dispersión modal porque permiten mayor acoplamiento de modos.
- Monomodo: Tienen un modo de propagación único en línea recta a través del núcleo. No tienen dispersión modal, por tanto, es el tipo de fibra que presenta menor atenuación.

En general, la dispersión modal, temporal y cromática provocan ensanchamiento de la señal; aunque el FOLDV considerado no se afecta por estas características, porque se trabaja con longitudes de fibra cortas, el acoplamiento de modos impacta en la etapa de mezclado de los acopladores ópticos como se verá posteriormente.

### 4.3 Etapa frontal de los receptores ópticos

En la etapa frontal se obtiene la señal de luz esparcida proveniente de la partícula en movimiento y la señal de referencia; y ambas se convierten en una señal eléctrica que se amplifica de manera que el ruido no la afecte demasiado. Esta etapa consiste de un fotodetector que convierte la señal luminosa en eléctrica, seguido de un preamplificador; su diseño implica un balance entre el ancho de banda requerido y la sensibilidad del receptor.

### 4.3.1 Fotodetectores

#### Fotoconducción

En una muestra de un material intrínseco con banda de energía  $E_g$ , provista de manera que  $E_g \gg kT$  donde  $k$  es la constante de Boltzmann y  $T$  es la temperatura absoluta, la densidad de conducción libre de electrones en la banda de conducción y de huecos en la banda de valencia, serán insignificantes. Por tanto, si se aplica un voltaje de polarización a la muestra, ésta experimentará un flujo de corriente a través de ella. Si la muestra se irradia con luz cuya energía de fotones es  $E_P = h\nu > E_g$ , ocurrirá absorción de éstos y los electrones serán llevados de la banda de valencia a la de conducción. Por cada fotón absorbido se crea un par electrón-hueco, entonces estos conductores de carga pueden migrar bajo la influencia del campo aplicado (por el voltaje de polarización). La irradiación en el material incrementa la conductividad, detectada como un flujo de corriente eléctrica en el circuito externo. En las mismas condiciones, si  $h\nu < E_g$  los electrones no pueden ser absorbidos y, están más allá de la longitud de onda de corte; y, puesto que necesitamos la condición contraria,  $h\nu > E_g$ , la longitud de onda de corte es

$$\lambda_c = hc/E_g. \quad (4.9)$$

En la práctica, no se encuentra una transición abrupta desde los fotones absorbidos hasta los fotones no absorbidos, especialmente a temperatura ambiente, donde la energía térmica debe ser considerada. La naturaleza más gradual de corte encontrada en la práctica es una dependencia entre la variación del coeficiente de absorción y la longitud de onda. Para alguna extensión de aumento en la longitud de onda de corte asegurando que aquí existe adecuadamente alto potencial de absorción por los fotones.

En cuanto a los materiales utilizados, cabe mencionar que los detectores de silicón no pueden usarse en longitudes de onda grandes cerca de 1 micrómetro, mientras que el germanio se usa más allá de 1600 nm donde también se utilizan arsenuro de galio y fósforo.

#### Fotodetector pn

Los detectores de conductividad simple no son usados en comunicaciones por fibras ópticas principalmente porque su velocidad de respuesta es corta. Un fotodetector pn (figura 4.10) es una unión pn polarizada en inversa. La región de agotamiento, en esencia carente de conductores libres, se forma en la vecindad de la unión; y conforma un estrato aislado en el que existe flujo de corriente insignificante. El voltaje aplicado aparece en gran proporción a través de la estrecha región de agotamiento, además tiene impedancia grande

y proporciona un campo eléctrico grande. Los portadores se conducen bajo la influencia del campo  $E$  hacia sus respectivos lados de portadores mayoritarios de la unión, la región n para los electrones y la p para los huecos. El movimiento de portadores incrementa la corriente en el circuito externo.

La velocidad de respuesta de una unión pn en un fotodetector está limitada por tres factores:

- El tiempo de transición, es decir, el tiempo que toman los portadores entrantes o producidos en la región de agotamiento para atravesar a su respectivo lado de portadores mayoritarios.
- La Capacitancia, porque debido a que la región de agotamiento es una capa de aislamiento delgada y las regiones n y p tienen conductividad, esta estructura forma un capacitor. La capacitancia de la unión  $C$  junto a la resistencia del volumen del material y del circuito externo, introducen una constante de tiempo  $RC$  la cual impone al detector un ancho de banda  $B_D = (2\pi RC)^{-1}$ . Si se requiere un ancho de banda grande, es decir, una constante de tiempo pequeña, entonces  $C$  y/o  $R$  deben ser pequeñas.
- La profundidad de penetración del fotón, ya que la región de agotamiento es delgada, los fotones absorbidos fuera de la región de agotamiento serán probablemente insignificantes. El campo  $E$  fuera de la región de agotamiento, las regiones de resistencia baja hacen al mecanismo de transporte de portadores un proceso lento.

### Fotodetector pin

Una respuesta rápida se obtiene a partir de una capa intrínseca incorporada entre las regiones n y p, estructura llamada PIN (figura 4.10). Éste material intrínseco carece de portadores libres. En la práctica la región se dopa ligeramente (lo menos posible) como un material n. La polarización en inversa del material aumenta el ancho efectivo de la región de agotamiento, tanto en la capa i como en las uniones n y p. Esta capa al ser más ancha, reduce la capacitancia del dieléctrico y aumenta la probabilidad de absorción del fotón en la región del campo  $E$ . Sin embargo, el tiempo de tránsito aumenta porque los portadores ahora deben a travesar la región i aparte de sus respectivas capas. En la práctica la región n, bastante dopada, facilita la reproducción de un contacto óhmico, así algunos portadores son generados en la región n y probablemente recombinados antes de que ellos puedan entrar en la región del campo  $E$ ; lo cual proporciona al diseño del dispositivo cierto grado de libertad: se puede escoger un región de absorción grande (esencialmente la capa i) para

maximizar la eficiencia cuántica, o puede ser pequeña a cambio de favorecer un tiempo de transición corto y mejorar el tiempo de respuesta si se adopta una región de absorción pequeña.

### Fotodetector de avalancha (APD)

Las sensibilidades típicas de los detectores son de 0.5 a 1 A/W, aquí existe un mejor funcionamiento de los receptores ópticos, los cuales operan en niveles de potencia óptica medidos en nano watts. Como resultado, la fotocorriente, antes de amplificarse, puede estar en la región de nanoamperes. Puesto que es más fácil para señales de corrientes pequeñas perderse en el ruido introducido por la circuitería de postdetección. Una solución para proveer ganancia de corriente con el dispositivo de detección es aumentar la fotocorriente, lo cual puede lograrse con un fotodetector de avalancha, APD.

Una estructura APD se polariza en inversa y se encuentra en la influencia de un campo eléctrico  $E$  producido en la vecindad de la unión pn (figura 4.10). Este campo  $E$  se extiende en mayor proporción en la región i por la gran concentración de dopamiento  $p^+$ . Los fotones incidentes absorbidos en la región i, generan un par electrón-hueco que viaja también en la influencia del campo  $E$ . En esta región los electrones se aceleran y pueden producir portadores secundarios por impactos de ionización. Estos portadores secundarios también se aceleran y generan a su vez más portadores de acuerdo a sus efectos de ionización. Un par electrón-hueco foto-inducido puede generar pares y electrones en la circuitería. El dispositivo se dice que exhibe un efecto de ganancia de avalancha, dependiente del voltaje aplicado a la estructura.

El número de pares secundarios producidos por un par primario es un número aleatorio. El número principal corresponde a la ganancia de avalancha, pero la variación en el factor de multiplicación de un evento de detección a otro introduce una nueva fuente de ruido asociado con el proceso de avalancha, es decir, el incremento en la corriente efectiva del dispositivo por la ganancia de avalancha conlleva un ruido adicional en la señal. Por tanto los APDs no ofrecen un comportamiento muy superior respecto de los dispositivos basados en estructuras pin[44].

### Corriente eléctrica a la salida del fotodetector

El detector produce una señal de corriente eléctrica,  $i_P$ , proporcional al promedio de la potencia óptica detectada,  $P_0$ , que están relacionadas por la siguiente ecuación:

$$i_P = \eta \frac{P_0}{hf} q, \quad (4.10)$$

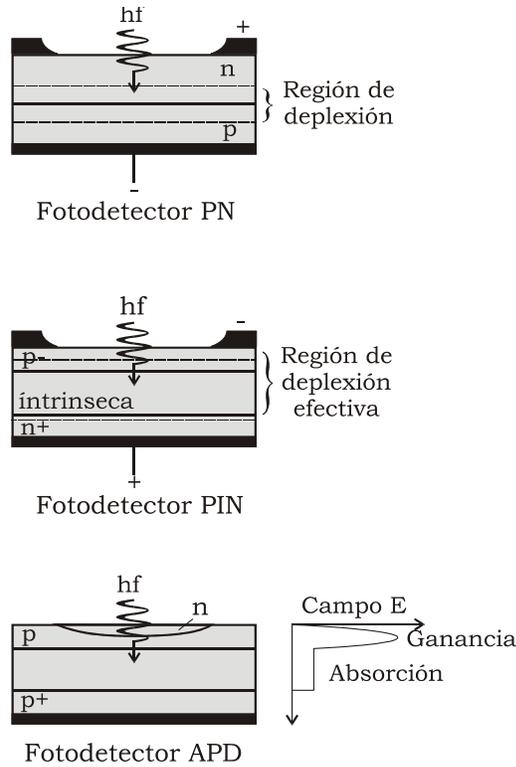


Figura 4.10: Estructuras de materiales en los fotodetectores de uniones PN y PIN y de avalancha.

donde  $\eta$  es la eficiencia cuántica del detector,  $q$  la carga del detector,  $h$  la constante de Planck y  $f$  la frecuencia óptica. En la práctica, el fabricante proporciona un valor de sensibilidad para un ancho de banda específico del detector:

$$D = \frac{\eta q}{hf}, \quad (4.11)$$

donde  $D$  es la sensibilidad del fotodetector en ampers sobre Watts. De esta manera, la corriente en las terminales del fotodetector es:

$$i_P \equiv DP_0. \quad (4.12)$$

Los valores de  $D$  en la práctica son de 0.4 para longitudes de onda de 632 nm y 0.9 para longitudes de onda de 1550 nm. La siguiente figura muestra las características de sensibilidad para diferentes longitudes de onda que son diferentes para cada dispositivo de acuerdo al material utilizado, pero que en

Detector	Tiempo de riso [ns]	Area activa [mm <sup>2</sup> ]	Rango espectral [nm]
SI PIN DET 100	20	13.7	350 -1100
SI PIN DET 200	1	1.0	200 - 1100
GE PIN DET 300	3.5	0.2	800 - 1850

Tabla 4.4: Características de fotodetectores PIN comerciales

Detector	Tiempo de riso [ns]	Area activa [mm <sup>2</sup> ]	NEP $W/\sqrt{Hz}$	I de oscuridad [nA]	Rango espectral
SI PIN FD100	20	13.7	$1.2 \cdot 10^{-14}$	20 nA	350 - 100 nm
SI PIN FDS010	1	1	$5 \cdot 10^{-14}$	2.5 nA	200 -1100 nm
GE PIN FDG 035	3.5	0.2	$5 \cdot 10^{-12}$	300 A	800 - 1850 nm

Tabla 4.5: Características de fotodetectores PIN comerciales.

general, sus valores son muy aproximados y las tablas muestran diferentes características de los detectores comerciales.

## Fotodetectores comerciales

### 4.3.2 Etapa de preamplificación

La señal a la salida del fotodetector es muy débil y puede perderse en el ruido de la etapa de amplificación. Para superar el problema, la etapa frontal tiene

Detector	Banda [MHz]	Rango espectral [nm]	Rango activo mm <sup>2</sup>	G. de Trans. V/A	NEP $W/\sqrt{Hz}$
PDA 50 (Si)	10	400 -1100	13.7	$2 \cdot 10^4$	$2 \cdot 10^{-11}$
PDA 150 (Si)	50	400 -1100	1.5	$1 \cdot 10^4$	$5 \cdot 10^{-12}$
PDA 250 (Ge)	50	800 -1850	0.2	$2 \cdot 10^3$	$4 \cdot 10^{-11}$

Tabla 4.6: Características de fotodetectores APD comerciales

un preamplificador de bajo ruido (que en algunos dispositivos comerciales está asociado al fotodetector) cuyo objeto es amplificar la señal detectada de modo que el ruido no la afecte demasiado.

El voltaje de entrada en un amplificador puede incrementarse si se usa una resistencia de carga ( $R_L$ ) grande<sup>2</sup>, que también reduce el ruido térmico e incrementa la sensibilidad del sistema. El problema de usar una impedancia grande es la reducción del ancho de banda,

$$\Delta B = 2\pi C_T R_L, \quad (4.13)$$

donde  $C_T$  es la capacitancia total de entrada que incluye las contribuciones del fotodetector y de la etapa de amplificación. Una impedancia grande no puede usarse en la etapa frontal si  $\Delta B$  es pequeño respecto del ancho de banda de la señal a recibir. En la práctica suele utilizarse un ecualizador para incrementar el ancho de banda. Si la sensibilidad del receptor no es problema un decremento en  $R_L$  incrementa el ancho de banda.

Los preamplificadores se dividen en tres categorías: de impedancia pequeña (LZ), impedancia grande (HZ) y de transimpedancia (TZ). En la actualidad existen diseños que combinan diversas características de los tres preamplificadores. Sin embargo, un estudio de los tres principales tipos de preamplificadores sirve para demostrar los límites de estos dispositivos.

La sensibilidad y el ancho de banda de un receptor están dominados por las fuentes de ruido en la etapa frontal, sobre todo en el preamplificador. El objetivo en el diseño es maximizar la sensibilidad del receptor mientras se mantiene un ancho de banda apropiado.

### **Preamplificador impedancia pequeña**

El preamplificador de impedancia pequeña (LZ) es el más sencillo pero no es un diseño óptimo. Un fotodetector opera en un amplificador de impedancia pequeña, por ejemplo,  $50 \Omega$ . El valor de las resistencias de polarización junto a la capacitancia de entrada del amplificador ocasionan que el ancho de banda del amplificador sea igual o mayor que el ancho de banda de la señal; pero no proporcionan mucha sensibilidad al receptor. Estas limitantes reducen su aplicación a sistemas en los cuales la distancia es corta y la sensibilidad no es factor considerable.

El valor pequeño de la resistencia de carga asocia un valor relativamente grande en el valor promedio de la potencia de ruido; el funcionamiento del preamplificador estará dominado por las fuentes de ruido. La densidad espectral del ruido será blanca con densidad espectral de doble banda:

---

<sup>2</sup>La polarización con una resistencia de carga ( $R_L$ ) se usa para acoplar la impedancia al amplificador.

$$\frac{2kT}{R_L}, \quad (4.14)$$

así,

$$\hat{i}_n^2 = \frac{4kT\Delta B}{R_L}. \quad (4.15)$$

### **Preamplificador de gran impedancia**

En el preamplificador de gran impedancia (HZ) se reducen las fuentes de ruido respecto del preamplificador LZ. Lo cual se logra al usar: una capacitancia pequeña de entrada, para reducir la constante de tiempo, es decir, el dispositivo puede trabajar en frecuencia mayores; un detector de corriente de oscuridad pequeña; y un amplificador de gran impedancia (como un TBJ o un FET) junto a un fotodetector de resistencia de polarización ( $R_L$ ) grande, para reducir el ruido térmico.

Por otra parte, la densidad espectral ( $2kT/R_L$ ) se reduce y la constante de tiempo  $R_L C$  aumenta. Por tanto, el ancho de banda de la etapa frontal es menor que el de la seal. Razón por la cual la seal de entrada algunas veces se integra y se utilizan técnicas de ecualización para compensar estas pérdidas.

El circuito ecualizador corriege el ancho de banda límite introducido en la señal por la cicuitería de la etapa frontal. Empero, algunas componentes de ruido de amplificación correspondientes a un voltaje de ruido equivalente en la entrada del amplificador se incrementan por el ecualizador, el cual imparte una dependencia de la frecuencia cuadrada ( $f^2$ ) de densidad espectral. Para receptores de banda ancha este ruido  $f^2$  tiende a dominar pero, en general, el valor de ruido para la señal se reduce en comparación del preamplificador LZ.

La integración se utiliza si se trabaja en frecuencias mayores a  $(2\pi C R_L)^{-1}$ ; una  $R_L$  grande implica, en la práctica, todas las frecuencias de señales de interés. Una desventaja de la integración se da cuando el valor principal de voltaje varía ampliamente porque provoca disturbios en la polarización del fotodetector y en la etapa de entrada del amplificador. Como consecuencia el preamplificador HZ no tiene un rango dinámico amplio.

### **Preamplificador de transimpedancia**

El preamplificador de transimpedancia (TZ) se dise ó a partir de los problemas mostrados por el preamplificador HZ. Se caracteriza por tener sensibilidad y ancho de banda grandes; y su rango dinámico se compara al de los preamplificadores HZ. El dispositivo tiene la resistencia de carga ( $R_L$ ) conectada a un resistor de retroalimentación en un amplificador inversor de ruido pequeño.

Preamplificador	Función de transferencia	Ancho de banda
Impedancia grande	$H(f) = \frac{AR}{(1 + j2\pi RCf)}$	$(4RC)^{-1}$
Transimpedancia	$H_{TZ}(f) = \frac{1}{1 + j\frac{2\pi RCf}{A}}$	$A(4RC)^{-1}$

Tabla 4.7: Ancho de banda y Función de transferencia para los preamplificadores de impedancia grande y de transimpedancia

Si  $R_L$  es grande, la retroalimentación negativa reduce la impedancia efectiva de entrada en un factor de la ganancia del amplificador ( $A$ ). El ancho de banda aumenta en el mismo factor respecto de un preamplificador HZ; y se reduce la densidad espectral de ruido ( $2kT/R_L$ ). El valor de impedancia activa producido por la acción de la ganancia del amplificador en el lazo de retroalimentación es pequeña, del orden de  $R_L/(1 + A)$ . Éste factor, el detector y su capacitancia, determinan el ancho de banda no ecualizado. Un análisis detallado muestra que el voltaje efectivo de ruido en el amplificador domina y la acción de la retroalimentación junto a la capacitancia paralela de entrada imparten una característica predominante ( $f^2$ ) mucho mayor que en los preamplificadores HZ [46].

En resumen, las diferencias de un amplificador TZ respecto de uno HZ son:

- Ambos tienen un ancho dinámico similar.
- El ancho de banda es  $A$  veces en el preamplificador de TZ respecto del HZ. Esto hace la tarea del ecualizador más simple en el caso de amplificadores retroalimentados.
- La ecualización es pequeña o nula porque la combinación de  $R_L$  y el resistor de retroalimentación es pequeña, lo cual significa que la constante de tiempo también lo es.
- La resistencia de salida es pequeña, así el amplificador TZ es menos susceptible a ruidos de pico e interferencia electromagnética.
- La característica de transferencia de el amplificador es su transimpedancia, que es el resistor de retroalimentación. Así el amplificador TZ es fácil de controlar y estabilizar.

- El amplificador de TZ es menos sensible que el amplificador HZ; esta diferencia es de 2 a 3 dB para la mayoría de los casos prácticos en diseños de banda ancha.

### **Preamplificadores de fibras ópticas**

También existen preamplificadores basados en fibras ópticas dopadas de neodimio, que utilizan una fuente de bombeo láser que inyecta la luz suficiente para amplificar la señal en una longitud de onda particular. En estos dispositivos el objetivo es preamplificar la señal antes de que llegue al fotodetector [47].

## 4.4 Conclusiones

1. Los dispositivos que intervienen en un FOLDV son: un láser; un arreglo de fibras ópticas, un fotodetector, un preamplificador y un dispositivo que lleve a cabo la etapa de procesamiento.
2. Los láseres más empleados en las investigaciones del FOLDV son: el láser He:Ne que tiene una excelente calidad de haz y que tiene aplicaciones específicas en el conteo de partículas y mediciones de microdesplazamientos; y el láser diodo que tiene un desempeño menor al láser He:Ne pero que trabaja en un rango amplio de longitudes de onda y potencias, además de ser muy compacto y más eficiente en el ahorro de energía.
3. La elección del tipo de fibra a utilizar en un FOLDV depende del color del láser a emplear y del cono de aceptación de la fibra.
4. En relación a la etapa de recepción y amplificación, el fotodetector también depende de la longitud de onda del láser empleado; al respecto, los fotodetectores sugeridos a utilizarse son los de avalancha, porque tienen una ganancia asociada (y su ruido asociado) que los vuelve adecuados para señales muy débiles, como es la luz retro-esparcida en un LDV.
5. En la etapa de preamplificación sobresalen los preamplificadores de transimpedancia, aunque, comercialmente, existen dispositivos que tienen un balance entre los beneficios de los preamplificadores de transimpedancia y los de gran impedancia.
6. Algunos dispositivos comerciales incluyen el fotodetector y la etapa de preamplificación integrados.

## Capítulo 5

# Análisis de la relación señal a ruido del velocímetro láser Doppler de fibras ópticas

Los dispositivos que emplea el sistema receptor del FOLDV se analizaron en el capítulo anterior; en este capítulo se analiza como afecta el ruido asociado a estos dispositivos en conjunto la amplitud de la señal Doppler a la recepción, es decir, se analiza la relación señal a ruido (SNR) para la configuración descrita en el capítulo anterior y mostrada desde el segundo capítulo y que ahora se muestra en la figura 5.1.

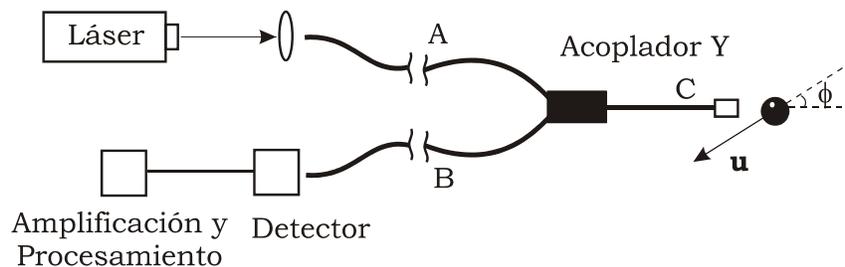


Figura 5.1: LDV de fibras ópticas con un acoplador Y.

Para el cálculo de la SNR en un sistema óptico se deben analizar, por un lado, los diversos factores que afectan la amplitud de la señal como la atenuación propia de la fibra y la atenuación debida al acoplamiento de la señal; y, por otro lado, las fuentes de ruido debidas principalmente a los componentes electrónicos del sistema de recepción [49] [48].

## 5.1 Principios de la detección heterodina

La SNR depende del tipo de recepción utilizada, que para el FOLDV se llama heterodina porque utiliza la mezcla de la señal que contiene la información y una señal de referencia llamada oscilador local (en analogía a las técnicas utilizadas para la recepción en comunicaciones). Para la construcción de un FOLDV esta técnica es una necesidad por que en la práctica se complica demasiado la medición del cambio de frecuencia en la señal esparcida al trabajar en frecuencias características de la luz láser, sin embargo, existen propiedades de la recepción heterodinas importantes para el diseño de un FOLDV.

Como se observó en el capítulo anterior, las características principales en el diseño de un receptor óptico son: sensibilidad grande, fidelidad grande, respuesta eléctrica grande para recibir la señal óptica, respuesta en tiempo corta para obtener un ancho de banda considerable, ruido mínimo, estabilidad en las características de funcionamiento, potencia de polarización pequeña, etc. El diseño de un receptor óptico depende en gran parte del tipo de señal que se pretende capturar, por ejemplo, el tipo de modulación y el ancho de banda; en un FOLDV esta característica es compleja porque la señal Doppler se parece a una señal modulada en frecuencia, pero con envolvente Gaussiana.

### 5.1.1 Detección directa

La detección directa de una portadora óptica modulada en intensidad es en esencia un contador de fotones. Cada fotón detectado se convierte en un par electrón-hueco en el fotodetector o, en el caso de un fotodetector APD, en el número de pares en relación a la ganancia de avalancha. Este proceso ignora la fase y la polarización de la portadora electromagnética.

Los receptores de detección directa están limitados principalmente por excesos de ruido generados en el detector y en el preamplificador a excepción que tengan una SNR muy grande. La sensibilidad de cada sistema de detección con ley cuadrática se reduce debajo del límite de ruido cuántico fundamental de 10 a 20 dB, sobre todo al trabajar en longitudes de onda grandes (por ejemplo de 1.3 a 1.6  $\mu\text{m}$ ) y con señales de ancho de banda grande. La ganancia de avalancha puede en principio superar estas dificultades si lleva la señal (y su ruido cuántico asociado) arriba del nivel de ruido del receptor, en la práctica, sin embargo, la ganancia de los dispositivos limitan fuertemente esta estrategia.

### 5.1.2 Detección coherente

En forma alternativa a la detección directa se utilizan técnicas de detección coherente. En estas técnicas, la fotocorriente resultante es una réplica de la

señal original trasladada en frecuencia (heterodinación) desde el dominio óptico (alrededor de  $10^5$  GHz) hasta el dominio de radio frecuencias (arriba de algunos GHz) en donde se pueden usar técnicas electrónicas convencionales para la demodulación y el procesamiento de la señal. La detección coherente tiene grandes beneficios en sistemas de velocidad grande si se opera en longitudes de onda pequeñas.

La detección coherente exhibe una mejora de 20 dB en la sensibilidad del receptor respecto de la detección directa. En el caso de sensores beneficia la detección de señales pequeñas en amplitud<sup>1</sup>. Para ilustrar esta característica se menciona a continuación un ejemplo de detección coherente en comunicaciones digitales, por ejemplo, un receptor de detección directa que utiliza un APD en el rango de 1.3 a 1.6  $\mu\text{m}$ , necesita entre 700 y 1000 fotones por bit para mantener una tasa de errores de los bits de  $10^{-9}$  mientras que para una detección coherente requiere sólo de 10 a 20 fotones.

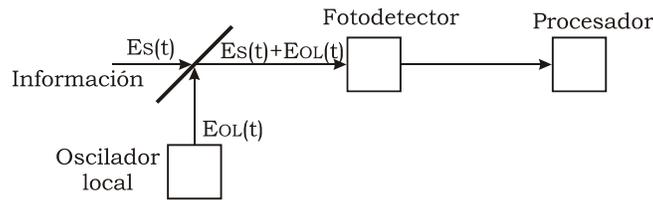


Figura 5.2: Principios de la detección heterodina.

### 5.1.3 Principio de operación de la detección heterodina

En las técnicas de detección coherente la señal óptica incidente en el fotodetector ( $E_s \cos \omega_s t$ ) se mezcla con la señal de un oscilador local ( $E_L \cos \omega_L t$ ). La entrada en el fotodetector es la superposición de ambas campos (figura 5.2).

Por otra parte, si  $\omega_s$  y  $\omega_L$  son suficientemente cercanas ( $\omega_L \approx \omega_s \approx 2\pi f$ ) y puesto que la potencia óptica es proporcional al cuadrado del campo eléctrico, la corriente de salida es:

$$i_P \sim |E_s \cos \omega_s t + E_L \cos \omega_L t|^2, \quad (5.1)$$

o bien,

---

<sup>1</sup>En el caso de transmisión de datos se refleja en el aumento de la distancia entre repetidores.

$$\bar{i}_P(t) \sim \frac{1}{2}\bar{E}_s^2 + \frac{1}{2}\bar{E}_L^2 + \bar{E}_s\bar{E}_L \cos(\omega_s - \omega_L + \varphi), \quad (5.2)$$

donde la raya arriba representa el promedio en el tiempo sobre un intervalo grande respecto del periodo de la onda óptica pero corto respecto del periodo de la diferencia en frecuencia  $|\omega_s - \omega_L|$  u otras fluctuaciones de la señal. La ecuación coincide con la obtenida en el Capítulo 2 para las señales del FOLDV.

En los casos de recepción heterodina y homodina, el detector óptico produce una fotocorriente  $I_P$  proporcional a la intensidad de potencia óptica:

$$I_P \sim P_s + P_L + 2\sqrt{P_s P_L} \cos(\omega_s t - \omega_L t + \varphi), \quad (5.3)$$

donde  $P_s$  y  $P_L$  son las potencias ópticas en la señal de entrada y en el oscilador local, respectivamente; la suma de los tres términos de la derecha es la potencia incidente en el fotodetector, entonces, al sustituir la ecuación 4.10 en esta ecuación se tiene:

$$I_P = \frac{\eta q}{hf} \left[ P_s + P_L + 2\sqrt{P_s P_L} \cos(\omega_s t - \omega_L t + \varphi) \right]. \quad (5.4)$$

Si  $P_s \ll P_L$ , es decir, si la señal retro-esparcida es mucho menor a la señal del oscilador local, se puede despreciar el primer término; el segundo término es una componente de DC conocido y, por tanto, el tercer término contiene la información de las variaciones en amplitud, frecuencia y fase de  $P_s$ . En estas condiciones, la componente  $E_s E_L \cos(\omega_s - \omega_L)$  también es más grande en amplitud respecto del ruido asociado al amplificador del receptor y a la polarización. Esta ganancia de conversión grande realizada por la componente  $E_L$  es el atractivo de la detección coherente, pero no significa que las fuentes de ruido sean despreciables: el ruido cuántico se manifiesta como un ruido de disparo total de la fotocorriente, que impone el límite del funcionamiento; y se pueden despreciar las componentes de ruido de oscuridad y de ruido térmico [51]. De la condición anterior puede aproximarse  $I_P$  por el término  $I_s$  como:

$$I_s = \frac{2\eta q}{hf} \sqrt{P_s P_L} \cos(\omega_s t - \omega_L t + \varphi). \quad (5.5)$$

Para la detección heterodina  $\omega_s \neq \omega_L$

$$I_s = \frac{2\eta q}{hf} \sqrt{P_s P_L} \cos(\omega_{IF} t + \varphi). \quad (5.6)$$

La ecuación anterior indica que la salida del detector se centra la señal en la frecuencia intermedia  $\omega_{IF} = \omega_s - \omega_L$ , que en el caso del FOLDV corresponderá a la frecuencia angular Doppler. La estabilidad de temperatura para la señal y el oscilador local es un factor a considerar. La estabilidad de corriente en la

frecuencia intermedia IF suele separarse de la corriente de DC con un filtro en la amplificación eléctrica y también en la demodulación, aunque en el FOLDV no es necesario demodular, sino únicamente conocer la frecuencia central de la señal.

#### 5.1.4 Ruido de disparo

En el caso de un receptor heterodino la fotocorriente se amplifica efectivamente un factor de  $\sqrt{P_L}$  proporcional al campo del oscilador local. Este factor incrementa el nivel de la señal óptica sin afectar el ruido térmico en el preamplificador del receptor o el ruido debido a la corriente de oscuridad.

Cuando la potencia de la señal del oscilador local es mucho mayor que la potencia de la señal de entrada la fuente de ruido dominante en los esquemas de detección coherente proviene del ruido cuántico del oscilador local; y puede expresarse como ruido de disparo por la ecuación:

$$\tilde{i}_{sL}^2 = 2qBI_{pL}, \quad (5.7)$$

donde  $B$  es el ancho de banda del sistema de post-detección e  $I_{pL}$  la corriente asumida por el oscilador local [52].

## 5.2 Análisis de la etapa de acoplamiento en sistemas de recepción heterodina para velocímetros láser Doppler de fibras ópticas

En los sistemas LDV que involucran recepción óptica heterodina la señal esparcida desde la partícula en el volumen de medición se mezcla con una señal de referencia del oscilador local. La mezcla de ambas señales resulta en una señal de corriente con una frecuencia intermedia ( $f_D$ ) que lleva la información de la velocidad de la partícula.

En los primeros desarrollos del LDV la mezcla se realizaba en el espacio libre. Sin embargo, este tipo de configuración se abandonó porque los efectos de vibración no permiten un buen alineamiento de los haces. Además, no toda la potencia óptica colectada en la apertura de recepción contribuye a la potencia eléctrica de la señal Doppler ya que únicamente la porción de la señal esparcida que tiene el mismo modo espacial y temporal que la señal del oscilador local contribuye a la señal IF.

Si se quieren contrastar los desempeños de los diversos tipos de acoplamiento es necesario comparar sus relaciones señal a ruido (SNR) para los mismos parámetros de diseño y en las mismas condiciones de funcionamiento. En los

trabajos de Mark [53] y Duncan [54] se realizan los análisis de acoplamiento de luz al aire libre y por medio de fibras ópticas multimodo y monomodo para sistemas lidar similares a los mostrados en la figura 5.3; y los cuales utilizaremos aquí en analogía al FOLDV.

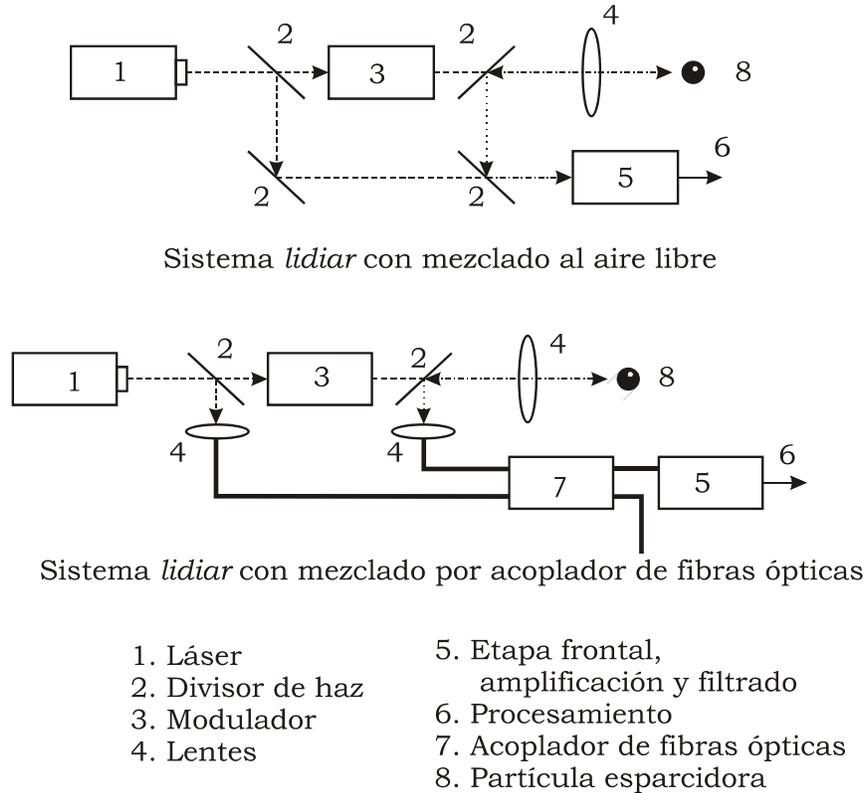


Figura 5.3: Configuraciones consideradas en los análisis de Duncan y de Mark para realizar las simulaciones de eficiencias para el acoplamiento de luz en sistemas lidar.

Los cálculos de la eficiencia en la mezcla en el vacío han sido estudiados ampliamente, sin embargo, los cálculos de las mezclas con fibras ópticas monomodo y multimodo son complejos y dependen en gran parte de la geometría de la fibra, a saber: su apertura numérica y su perfil de índice de refracción que es la variación del índice de refracción respecto al centro de la fibra.

En un acoplador típico al aire libre, la señal del oscilador local se mezcla con el campo de la señal dispersada distribuida aleatoriamente. Aún en un supuesto de orden en el campo de la señal esparcida, en un esquema similar al de la figura 5.3, donde el acoplamiento se hace con un prisma, sólo pueden

obtenerse aproximadamente el 25% en la eficiencia de la mezcla. Es decir, sólo el 25% de la potencia óptica colectada procedente del objeto y recolectada por la recepción óptica contribuye a la se al Doppler. En la práctica, las técnicas de truncamiento de la se al del oscilador local incrementan la eficiencia en la mezcla por causa de la difracción del campo del oscilador local que de algún modo agrega un fuerte acoplamiento espacial entre esta señal y la se al dispersada; de hecho las eficiencias alcanzadas en la mezcla se aproximan al 44%.

Por otra parte en sistemas *lidar* de detección heterodina que utilizan mezcladores de fibras monomodo hay un acoplamiento espacial ideal entre el oscilador local y la seal esparcida; toda la potencia de la seal óptica colectada en la recepción óptica que se propaga a través de la fibra contribuye a la seal IF. No obstante aún cuando la apertura numérica del receptor óptico ( $AN$ ) se acopla perfectamente a la apertura numérica de la fibra monomodo, no toda la potencia óptica colectada por el receptor se acopla al modo de propagación; debido a la baja eficiencia inherente de acoplamiento.

La comparación indica que el acoplamiento del modo principal en acopladores de fibras ópticas monomodo está generalmente por debajo del realizado al aire libre a menos que el receptor óptico y la fibra óptica monomodo estén estrechamente acoplados. En este caso la mezcla será similar a la mezcla al aire libre. No obstante, pueden también esperarse funcionamientos mejores con fibra óptica, porque en las simulaciones realizadas por Duncan para la mezcla al aire libre no se consideran los efectos del medio, ni de vibración, sino únicamente las pérdidas en el acoplamiento de luz.

Con el propósito de incrementar la eficiencia en la mezcla y el acoplamiento simultáneamente en un LDV con recepción heterodina, se proponen también arreglos de fibras ópticas multimodo. Se sabe que puede acoplarse casi toda la potencia óptica que pasa a través de la apertura de recepción en este tipo de fibra por el acoplamiento de las aperturas numéricas. Este acoplamiento es cercano al 100% de eficiencia. Además, la eficiencia en la mezcla de los receptores ópticos multimodos puede incrementarse debido a que el oscilador local no está confinado a un solo modo espacial; lo cual permite cierta correlación entre la seal del oscilador local y la señal esparcida en las respectivas guías de onda, a condición de trabajar con longitudes pequeñas de fibra que no se vean afectadas por la dispersión.

Las simulaciones hechas por Duncan para acopladores de fibras ópticas multimodo, concluyen que la eficiencia de acoplamiento en fibras 75-78%; la eficiencia en el mezclado es de 21-23%; y la eficiencia de todo el sistema, el producto de las eficiencias de la mezcla y el acoplamiento, es de 11-17%. La eficiencia máxima total es pequeña, sin embargo para acelerar el proceso de cálculo, se consideró en las simulaciones una guía de onda que soportaba

75 modos. Aunque estrictamente la guía es multimodo, en la práctica las guías de onda soportan algunos cientos o miles de modos. Por otra parte, en el trabajo también se consideró un índice de refracción cuadrado. El índice gradual parabólico es candidato para la instrumentación de mezcladores porque soporta muchos modos.

Para Duncan, la eficiencia de acoplamiento se relaciona con la habilidad de la guía de onda para tomar la muestra de algunos modos espaciales aleatorios, por tanto, en la práctica deben esperarse acoplamientos mayores. En esencia, como la correlación espacial entre los modos de la guía de onda, el campo del haz transmitido y la función de apertura monostática incrementan, también la eficiencia en el mezclado aumenta. Esta correlación estará influenciada por la geometría de la guía de onda y por la forma de la solución de los modos de la fibra.

### 5.3 Reflexión en el final de la fibra óptica como señal de referencia en un velocímetro láser Doppler de fibras ópticas

El coeficiente de reflexión entre dos interfaces se obtiene de la siguiente ecuación de Fresnel [40]:

$$\rho = \frac{n_t - n_i}{n_t + n_i}, \quad (5.8)$$

donde  $n_t$  es el coeficiente de refracción en el medio donde se transmite la luz y  $n_i$  es el índice de refracción en el medio donde incide la luz. La Tabla 5.1 muestra algunos coeficientes de reflexión en la cara final de una fibra de índices de refracción igual a 1.46 y 1.49 para diferentes medios que la rodean [16], [40], [55], [56].

Considérese que el final de la fibra tiene un índice de reflexión  $\rho$  y que la luz se propaga en el centro de la fibra con potencia  $P_0$ , al llegar al final de la fibra la luz se dividirá en dos haces uno que se transmite al fluido y otro que se refleja en sentido contrario en la cara final de la fibra. De la ley de reflexión se sigue que la luz reflejada que sirve de oscilador local es:

$$P_L = P_0\rho, \quad (5.9)$$

mientras que la luz que se transmite hacia las partículas contenidas en el fluido es:

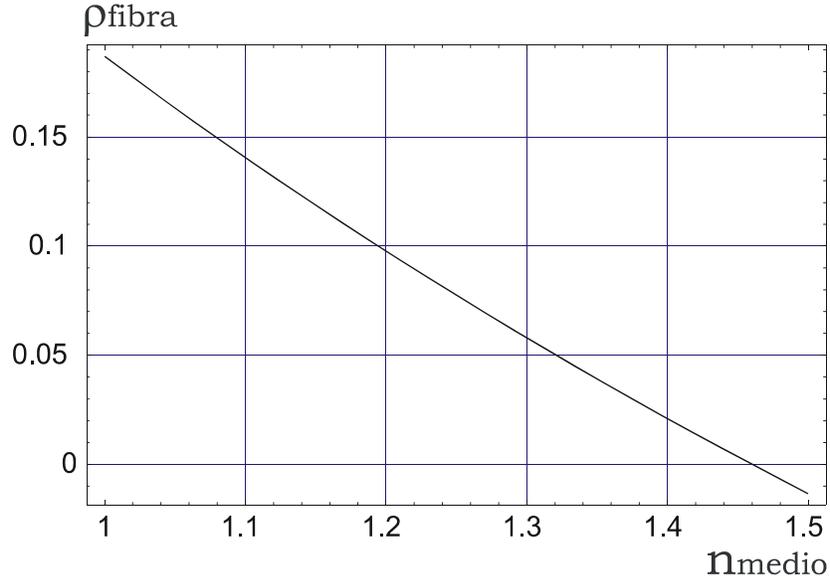


Figura 5.4: El coeficiente de reflexión  $\rho$  al final de la fibra depende del medio que la rodea. La gráfica muestra los valores de  $\rho$  para una fibra de  $n = 1.46$ .

$$P' = P_0 (1 - \rho). \quad (5.10)$$

Por otra parte, las propiedades de reflexión del fluido  $\kappa$  serán función de la concentración de las partículas y de sus propiedades de reflexión. La luz esparcida que entra en la fibra es  $P'$  multiplicada por el factor de transmisión de la interfaz del fluido hacia la fibra  $\Gamma = (1 - \rho)$ . Por tanto, la potencia de la señal retroesparcida (cambiada en frecuencia debido al efecto Doppler) es (figura 5.5):

$$P_s = P_0 (1 - \rho) (1 - \rho) \kappa,$$

o bien,

$$P_s = P_0 (1 - \rho)^2 \kappa. \quad (5.11)$$

La señal que llega al fotodetector es la superposición de ambas señales, es decir, la multiplicación de las señales expresadas en las ecuaciones (5.9) y (5.11) :

$$P_D = P_0^2 \rho (1 - \rho)^2 \kappa. \quad (5.12)$$

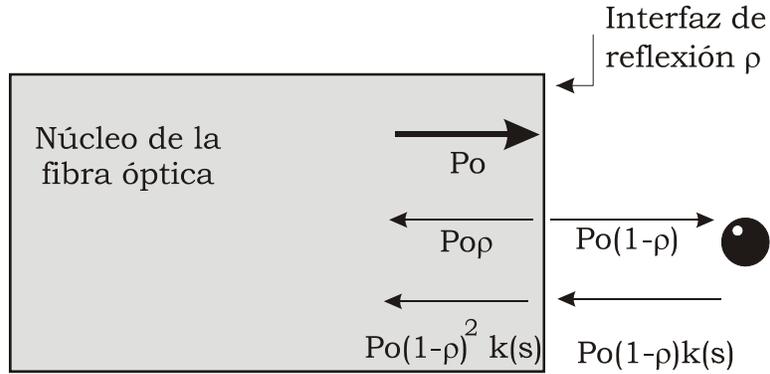


Figura 5.5: Señal de referencia tomada de la reflexión al final de la fibra y señal esparcida.

## 5.4 Atenuación en las fibras ópticas

La fibra óptica sufrirá atenuación por absorción de luz de partículas de luz infrarroja, ultravioleta y por el esparcimiento de Rayleigh. Además, en el caso de la fibra óptica multimodo por dispersión; sin embargo, el problema mostrado en particular no tiene gran dependencia de la dispersión porque se trabaja con distancias cortas. El factor de atenuación en la fibra  $\alpha_f$  (el factor de atenuación proporcionado por el fabricante está en dB/Km) hace que la potencia en la fibra óptica se atenue en un factor de:

$$A = P_0 \exp(-\alpha L), \quad (5.13)$$

donde  $L$  es la longitud de la fibra.

La señal por el oscilador local y la señal esparcida en el fotodetector al considerar la atenuación son, respectivamente:

$$P_L = P_0 \rho \exp(-2\alpha L) \quad (5.14)$$

y

$$P_S = P_0 \kappa (1 - \rho)^2 \exp(-2\alpha L) \quad (5.15)$$

y la potencia en el detector es

$$P_D = P_0^2 \kappa \rho (1 - \rho)^2 \exp(-4\alpha L) \quad (5.16)$$

Material	Índice de refracción	Reflexión para una fibra de n = 1.49	Reflexión para una fibra de n = 1.46
Vacío	1.0000	19.74%	18.70%
Aire	1.0003	19.74%	18.68%
Agua	1.333	5.63%	4.55%
Agua de mar	1.33 - 1.35	4.99% - 5.74%	3.91% - 4.66%
Alcohol Etilico	1.3614	4.58 %	3.49%
Metanol	1.3284	5.80%	4.72%
Sangre	1.33	5.74%	4.66%
Petroleo crudo	1.45 - 1.49	0.07% - 1.43%	-1.02% - 0.34%
Petroleo refinado	1.45 - 1.47	0.74% - 1.43%	-0.34% - 0.34%

Tabla 5.1: Características ópticas de algunos fluidos y el coeficiente de reflexión al final de fibras de  $n = 1.492$  y  $n = 1.46$  sumergidas en los fluidos.

### 5.4.1 Atenuación por los acopladores de fibras ópticas

Cuando se trabaja con acopladores de fibra óptica también deben tomarse en cuenta las atenuaciones sufridas por la luz, de acuerdo a las características vistas de los acopladores el capítulo 2, de la apertura numérica en el capítulo 4 y a las eficiencias en el acoplamiento vistas en el presente capítulo.

## 5.5 Corriente eléctrica del fotodetector en un velocímetro láser Doppler de fibras ópticas

De acuerdo a la ecuación 4.10 y al considerar el coeficiente de reflexión en la cara final de la fibra, las atenuaciones y la eficiencia del sistema se tiene:

$$i_D^2 = D^2 \kappa P_0^2 \rho (1 - \rho)^2 \exp(-4\alpha L), \quad (5.17)$$

donde

$$D = \frac{\eta q}{hf}.$$

## 5.6 Análisis de ruido en el velocímetro láser Doppler de fibras ópticas

El circuito equivalente de ruido en un receptor heterodino se muestra en la figura 5.6 . Parte de la impedancia  $Z_1$  se debe a la capacitancia parásita del fotodetector ( $C_d$ ); parte de la impedancia  $Z_5$  se debe a la capacitancia de entrada del amplificador ( $C_a$ ) y a la capacitancia aislada ( $C'_s$ ) causada principalmente por la resistencia de carga  $R_L$ . La especificación en detalle de las impedancias  $Z_1 - Z_5$  depende del tipo de sintonización. En general,  $Z_1$  a  $Z_5$  son reactancias definidas por:

$$Z'_5 = Z_5 \parallel R_0 = \frac{R_0 Z_5}{Z_5 + R_0}, \quad (5.18)$$

$$Z'_3 = Z_3 \parallel (Z_4 + Z'_5) = \frac{Z_3 (Z_4 + Z'_5)}{Z_3 + Z_4 + Z'_5}, \quad (5.19)$$

y

$$Z''_3 = Z_3 \parallel (Z_1 + Z_2) = \frac{Z_3 (Z_1 + Z_2)}{Z_1 + Z_2 + Z_3}. \quad (5.20)$$

La función de transferencia de la parte frontal del receptor es:

$$H_{fe}(\omega) = \frac{Z_1 Z'_3}{Z_1 + Z_2 + Z'_3} \frac{Z'_5}{Z_4 + Z'_5}. \quad (5.21)$$

Con base en las ecuaciones anteriores y en una característica del filtro de ruido de IF es posible evaluar la potencia de ruido transmitida a través del filtro IF; que al ajustar las impedancias  $Z_1$  a  $Z_5$  se puede hacer lo más pequeña posible.

En el desarrollo de los sistemas ópticos heterodinios basados en láser y fibra óptica es necesario tener anchos de banda en la parte frontal disponibles en exceso de dos veces la tasa de transmisión o el ancho de banda de la señal a recibir; mientras que las detecciones homodina y directa sólo requieren de anchos de banda de 0.6 a 0.7 veces el ancho de banda de la señal a recibir. Esto hace al diseño de la parte frontal del receptor del FOLDV una tarea demandante en señales de frecuencias Doppler grandes (velocidades de fluido grandes); pero sobre todo, de ancho de banda grande (fluidos muy turbulentos)<sup>2</sup>. Una frecuencia Doppler y anchos de banda grandes provocan una componente de ruido  $f^2$  muy grande; y se requieren entonces potencias del oscilador local muy grandes para tener buena sensibilidad. En general, las

---

<sup>2</sup>Las velocidades que van desde 1  $\mu\text{m/s}$  hasta 1 km/s, tienen frecuencias Doppler entre 3 Hz y 3 GHz; el ancho en frecuencia de la señal depende de la turbulencia del fluido.

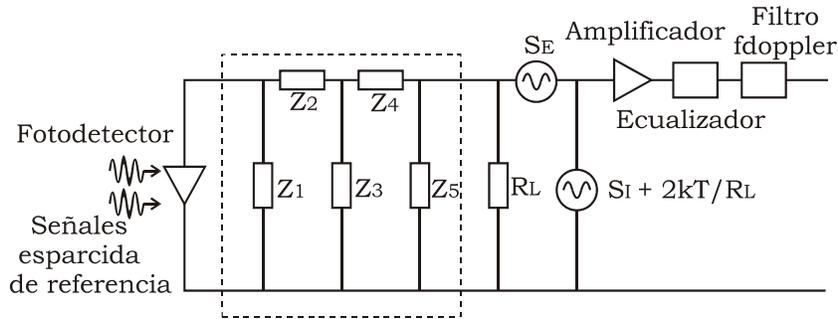


Figura 5.6: Circuito receptor para un sistema heterodino de fibras ópticas al considerar las fuentes de ruido.

componentes de ruido que intervienen en cualquier receptor óptico heterodino de fibras ópticas son: el ruido de disparo causado por la señal a recibir, el ruido de disparo causado por la señal del oscilador local, el ruido en la fibra, el ruido térmico, y el ruido causado por la corriente de oscuridad.

Es difícil superar el problema de la componente de ruido térmico  $f^2$  causada por la necesidad de ecualizar las capacitancias parásitas  $C_d$ ,  $C_a$  y  $C_s$ . Para fines ilustrativos, se considera en los siguientes análisis de la SNR un sistema receptor no sintonizado<sup>3</sup>, sin efectos de capacitancias parásitas y sin las fuentes de ruidos  $S_E$  y  $S_I$ , en el cual  $Z_2 = Z_4 = 0$ ,  $Z_1 = Z_2 = Z_3 = \infty$ .

A continuación se proporcionan las densidades espectrales de potencia de ruido del receptor heterodino (u homodino).

### 5.6.1 Ruido térmico

El ruido térmico es función de la resistencia de carga en el fotodetector y de la temperatura. Es una fluctuación espontánea causada por la interacción térmica entre los electrones libres y los iones de vibración en un medio conductor. Prevalece especialmente en los resistores a una temperatura ambiente. La corriente de ruido térmico  $i_t$  en un resistor  $R_L$  puede expresarse como el promedio cuadrado:

<sup>3</sup>El lector puede encontrar un análisis detallado del diseño de la etapa de recepción en receptores ópticos heterodinios en el artículo de Jacobsen (1989). En el cual se muestran también las ventajas de la sintonización de los circuitos receptores. Teóricamente se ha demostrado que para receptores de detección directa el uso de bobinas en serie para ecualizar reducen la influencia de la componente  $f^2$  y experimentalmente se ha demostrado en aplicaciones heterodinias que una ecualización por bobinas paralelas mejora la sensibilidad. Los dos métodos de sintonizado se utilizan en tasas de transmisión de Gbits por segundo.

$$\bar{i}_t^2 = \left( \frac{2kT}{R_L} + S_1 + \frac{S_E}{R_L^2} \right) \left| \frac{Z_2 + Z_1}{Z_1} \frac{Z_4 + Z_3''}{Z_3''} \right|^2, \quad (5.22)$$

$$\bar{i}_t^2 \equiv \left( \frac{2kT}{R_L} + S_1 + \frac{S_E}{R_L^2} \right) R_0^2 \left| \operatorname{Re} \left( \frac{1}{H_{fe}(\omega)} \right) \right|^2, \quad (5.23)$$

donde  $k$  es la constante de Boltzmann;  $T$  es la temperatura absoluta;  $S_1$  es la densidad espectral de doble banda de la fuente de ruido equivalente a una fuente de corriente paralela del amplificador;  $S_E$  es una fuente de ruido equivalente a una fuente de voltaje paralela originada desde un canal de ruido<sup>4</sup>; y  $\operatorname{Re}(x)$  e  $\operatorname{Im}(x)$  denotan las parte real e imaginaria de  $x$ , respectivamente.

En circunstancias de un receptor no sintonizado, la contribución del ruido térmico es:

$$\bar{i}_t^2 = \frac{2kT\Delta B}{R_L}. \quad (5.24)$$

En general es muy importante guardar la contribución de ruido térmico con un filtro de ancho de banda igual a IF; o en el caso de un LDV con ancho de banda igual al ancho de banda de la frecuencia Doppler. Lo anterior se realiza parcialmente al usar una resistencia de carga grande en el fotodetector cuando se trabaja en configuraciones de impedancia grande o transimpedancia en la etapa frontal; así se reduce prácticamente la contribución de ruido de la resistencia de carga.

### 5.6.2 Ruido de la corriente de oscuridad

Cuando no existe potencia óptica láser incidente en el fotodetector una pequeña corriente en sentido inverso aparece en las terminales del fotodetector llamada corriente de oscuridad ( $I_o$ ); la cual contribuye al ruido total del sistema porque proporciona fluctuaciones aleatorias en el promedio de flujo de la fotocorriente. La componente de ruido debida a la corriente de oscuridad se expresa como:

$$\bar{i}_o^2 = qBI_o, \quad (5.25)$$

la corriente de oscuridad generalmente se proporciona por el fabricante y tiene valores de nano ampers.

---

<sup>4</sup>Originada en el canal en el caso de un FET como preamplificador y en la base o en el colector para un preamplificador TBJ (corriente de ruido de disparo).

### 5.6.3 Ruido de disparo

El ruido cuántico del oscilador local es:

$$\bar{i}_L^2 = qBP_L. \quad (5.26)$$

Esta fuente de ruido es la de mayor magnitud en la detección heterodina cuando la señal del oscilador local es más grande que la señal detectada[44]. Al considerar la atenuación en la fibra en el FOLDV se tiene:

$$\bar{i}_{OL}^2 = qDBP_0\rho \exp(-2\alpha_f L). \quad (5.27)$$

Del mismo modo, para la señal esparcida se tiene:

$$\bar{i}_s^2 = qBP_s, \quad (5.28)$$

$$\bar{i}_s^2 = qDBP_0\kappa(1 - \rho)^2 \exp(-2\alpha_f L). \quad (5.29)$$

### 5.6.4 Desempeño en la fibra

Si se trabaja con fibras ópticas entonces debe agregarse una componente que caracteriza el desempeño de la fibra óptica (llamada en inglés *environment fiber characteristic*); la cual depende principalmente del coeficiente de esparcimiento de Rayleigh en la fibra y del coeficiente de atenuación total en la fibra:

$$\bar{i}_f^2 = qBP_0S_N, \quad (5.30)$$

donde  $P_0$  es la potencia en la fibra y  $S_N$  es una componente que depende de los coeficientes de atenuación en la fibra:

$$S_N = \frac{1}{2}S_R\frac{\alpha_s}{\alpha_f}(1 - \exp^{-2\alpha_f L}), \quad (5.31)$$

donde  $S_R$  es el porcentaje de luz esparcida en dirección contraria a la propagación debida al esparcimiento de Rayleigh en la fibra,  $\alpha_s$  es el coeficiente de atenuación dentro de la fibra por el esparcimiento de Rayleigh y  $\alpha_f$  es el coeficiente de atenuación total en la fibra. Al considerar los efectos del fotodetector la ecuación 5.31 se vuelve:

$$\bar{i}_f^2 = qDB\frac{P_0}{2}S_R\frac{\alpha_s}{\alpha_f}(1 - \exp(-2\alpha_f L)). \quad (5.32)$$

El coeficiente  $\alpha_s$  está dado por la siguiente ecuación[43]:

$$\alpha_s = \frac{8\pi^3}{3\lambda^4}n^8p^2\beta_c kT,$$

donde  $\lambda$  es la longitud de onda del medio,  $n$  es el índice de refracción del medio,  $p$  un coeficiente fotoelástico,  $\beta_c$  es la compresibilidad isotérmica a la temperatura  $T$  y  $k$  es la constante de Boltzman.

Los coeficientes típicos para  $\alpha_s$  se pueden aproximar como[50]:

$$\alpha_s = \frac{1.895 \cdot 10^{-28}}{\lambda^4}.$$

Para algunas longitudes típicamente usadas se tiene:

- $\alpha_s$  a 632 nm =  $\frac{1.895 \cdot 10^{-28}}{(632.8 \cdot 10^{-9})^4} = 1.1818 \times 10^{-3}$ .
- $\alpha_s$  a 1300 nm =  $\frac{1.895 \cdot 10^{-28}}{(1300 \cdot 10^{-9})^4} = 6.6349 \times 10^{-5}$ .
- $\alpha_s$  a 1550 nm =  $\frac{1.895 \cdot 10^{-28}}{(1550 \cdot 10^{-9})^4} = 3.2831 \times 10^{-5}$ .

## 5.7 Relación señal a ruido del velocímetro láser Doppler de fibras ópticas

La relación señal a ruido de un LDV es la relación de la potencia doppler y la suma de las componentes de ruido:

$$SNR = \frac{i_D^2}{i_L^2 + i_s^2 + i_f^2 + i_o^2 + i_t^2}. \quad (5.33)$$

Al sustituir las ecuaciones 5.17, 5.24, 5.25, 5.27, 5.29 y 5.30 en la ecuación anterior se tiene:

$$SNR = \frac{D^2 P_0^2 \kappa \rho (1-\rho)^2 \exp(-4\alpha L)}{q D \Delta B P_0 \rho \exp(-2\alpha_f L) + q D \Delta B P_0 \kappa (1-\rho)^2 \exp(-2\alpha_f L) + q D \Delta B P_0 S_N + q \Delta B I_o + \frac{2kT\Delta B}{R_L}}. \quad (5.34)$$

Al despreciar las componentes del ruido de disparo y ruido de la corriente de oscuridad y reacomodar la ecuación se obtiene:

$$SNR = \frac{A \kappa \rho (1-\rho)^2 \exp(-2\alpha_f L)}{\rho + \kappa (1-\rho)^2 k(s) + S_N \exp(2\alpha_f L)}, \quad (5.35)$$

donde

$$A = \frac{D P_0}{\Delta B q}. \quad (5.36)$$

La ecuación 5.35 es la SNR para el FOLDV en estudio. Como se observa es función de la longitud de la fibra ( $L$ ), del coeficiente de reflexión en la cara final de la fibra ( $\rho$ ), de la cantidad de luz que dispersa el fluido y que se acopla a la fibra ( $\kappa$ ), de las pérdidas totales ( $\alpha_f$ ) y del factor  $S_n$ , función de las pérdidas totales, de las pérdidas por esparcimiento de Rayleigh en la fibra ( $\alpha_s$ ), de la longitud de la fibra y del porcentaje de luz que regresa a la fibra debida al esparcimiento de Rayleigh.

Los valores de sensibilidad del receptor, ancho de banda, carga del electrón y potencia del haz láser son factores de escalamiento en la SNR del FOLDV; otro factor de escalamiento en la SNR del sistema es la eficiencia en el acoplamiento tanto de la mezcla como de la apertura numérica. En relación a los valores característicos de estos parámetros, las pérdidas en la fibra, los parámetros del fotodetector (ganancia de transimpedancia, sensibilidad y ancho de banda) y la potencia del láser se proporcionan en las especificaciones técnicas de los dispositivos, es decir, son conocidos. Por otra parte, la longitud de la fibra es una variable controlable y las pérdidas por el esparcimiento de Rayleigh también son conocidas según la longitud de onda de trabajo.

El coeficiente de reflexión ( $\rho$ ) en la fibra se puede determinar si se conoce el índice de reflexión del medio que la rodea, sin embargo es conveniente observar el comportamiento de funcionamiento del parámetro para diferentes valores de  $\kappa$ , es decir, para las propiedades ópticas y físicas de las partículas esparcadoras.

Al derivar la ecuación (5.35) respecto de  $\rho$  e igualarla a cero se tiene:

$$\frac{d}{d\rho} (SNR) = 0,$$

o bien,

$$\frac{[-2\rho(1-\rho)+(1-\rho)^2][\rho+(1-\rho)^2k+S_N]-[1-2(1-\rho)k][\rho(1-\rho)^2]}{[\rho+(1-\rho)^2k+S_N]^2} = 0.$$

Si se hace

$$W = S_N \exp(-2\alpha_f L),$$

se sustituye en la ecuación anterior y se reagrupan los términos, se obtiene la siguiente ecuación:

$$\rho^3 k + \rho^2 (2 - 3k) + 3\rho (k + W) - (k + W) = 0, \quad (5.37)$$

cuya solución se obtuvo al utilizar el *software* Mathematica<sup>®</sup> y se observó que la ecuación tiene dos raíces complejas y una real cuya aproximación es:

$$\rho_{opt} = -\frac{2-3\kappa}{3\kappa} - \frac{\sqrt[3]{2}(-4+12\kappa+9\kappa W)}{\sqrt[3]{3\kappa(-16+72\kappa-54\kappa^2+54\kappa W-54\kappa^2 W+\sqrt{4(-4+12\kappa+9\kappa W)^3+(-16+72\kappa-54\kappa^2+54\kappa W-54\kappa^2 W)^2}} + \frac{\sqrt[3]{-16+72\kappa-54\kappa^2+54\kappa W-54\kappa^2 W+\sqrt{4(-4+12\kappa+9\kappa W)^3+(-16+72\kappa-54\kappa^2+54\kappa W-54\kappa^2 W)^2}}{3\kappa\sqrt[3]{2}}. \quad (5.38)$$

En la figura 5.7 se ha graficado el coeficiente de reflexión óptimo de la ecuación (5.38), para valores del coeficiente  $\kappa$  que van de 0 a 0.1 para fibras ópticas multimodo que trabajan en 632 y 1550 nm con atenuación de 9 dB/Km y 1 dB/Km, respectivamente y cuyo coeficiente de esparcimiento de Rayleigh es  $1.818 \cdot 10^{-19}$  y  $3.2831 \times 10^{-5}$ , respectivamente. Para la obtención del coeficiente  $S_N$  se consideró que el 5% de luz se refleja en el sentido contrario a través de la fibra óptica debido al esparcimiento de Rayleigh.

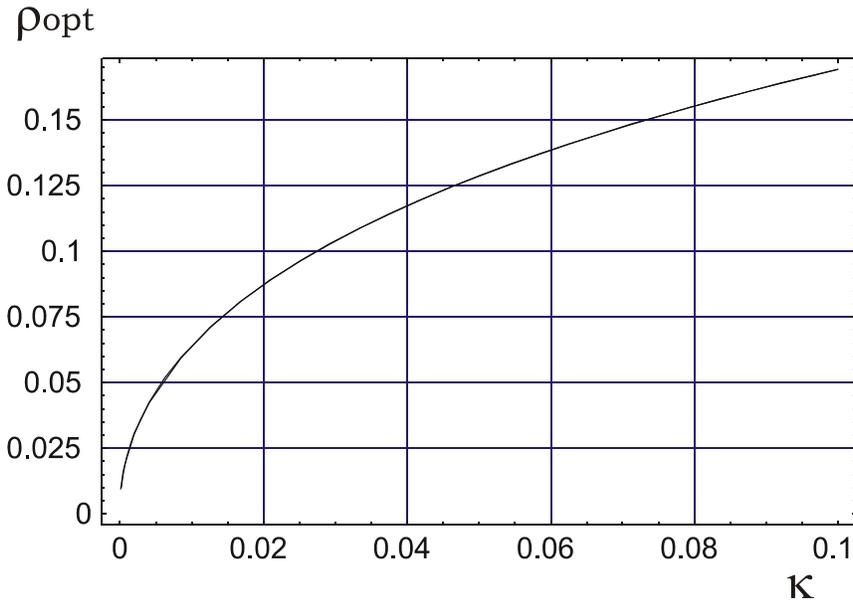


Figura 5.7: Coeficiente de reflexión  $\rho$  óptimo para distintos valores de 0 a 0.2 del coeficiente de luz esparcida que se acopla a la fibra  $\kappa$ . Para fibra óptica multimodo y láser de 632.8 nm y 1550 nm.

En las condiciones descritas se observa que los coeficientes de reflexión son pequeños para valores pequeños de  $\kappa$ , que son los esperados en la práctica. Ésto coincide con los valores de atenuación para diferentes interfaces considerados en el presente capítulo, donde se observó que los coeficientes de reflexión al final de la fibra varían entre 0 y 0.20.

Los resultados también muestran que el coeficiente de reflexión óptimo aumenta conforme el incremento de  $\kappa$ , o sea, conforme se incrementa el esparcimiento de luz en la partícula y su acoplamiento; lo cual se debe, principalmente a que un aumento de la luz esparcida requiere más señal del oscilador local para que el desempeño del sistema sea óptimo y, en consecuencia, también se esperan mejoras en el valor de la SNR para fluidos que esparcen más luz.

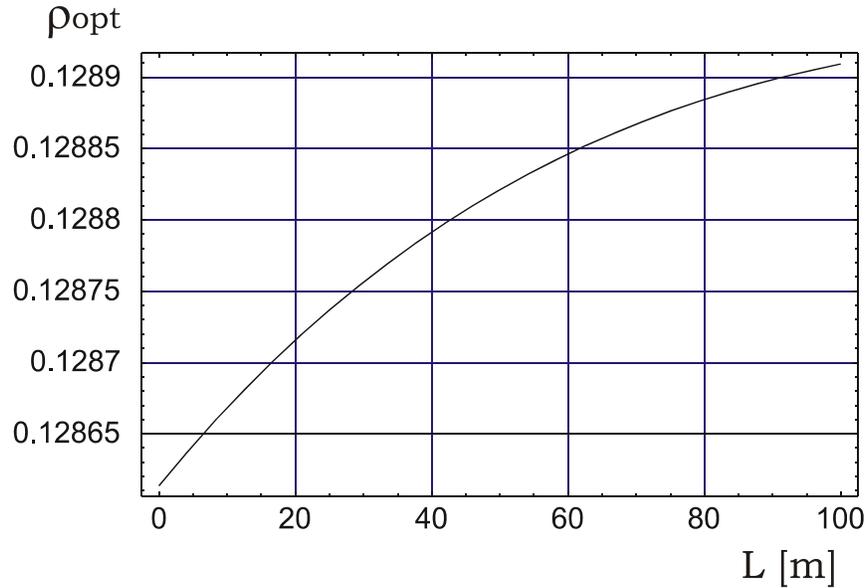


Figura 5.8: Coeficiente de reflexión  $\rho$  óptimo para distintas longitudes de fibra y coeficiente de luz esparcida que se acopla a la fibra  $\kappa = 0.05$ . Para fibra óptica multimodo y láser de 632.8 nm.

En adición, se observa que las curvas son prácticamente las mismas para las dos longitudes de onda consideradas. Lo cual se debe, principalmente a que en la ecuación graficada no se considera la sensibilidad del detector y la potencia del láser para las longitudes de onda de trabajo porque, como se mencionó son solo factores de escala en el valor de la SNR; sin embargo, cabe mencionar que el coeficiente  $\rho_{opt}$  mantendrá un comportamiento similar para cada longitud de onda lo cual se debe, principalmente, a que las relaciones de pérdidas totales y de esparcimiento de Rayleigh mantienen una relación.

Por otra parte, en la figura 5.8 se muestra la gráfica del coeficiente de reflexión óptimo para longitudes de fibra de 0 - 100 m, en la cual se observa un aumento del coeficiente  $\rho_{opt}$  aproximado de  $3.5 \cdot 10^{-4}$ . Dicho de otro modo, el coeficiente de reflexión óptimo no tiene variación considerable en situaciones

prácticas para diferentes longitudes de fibra; un aumento de la longitud de la fibra influirá bastante en la atenuación de la luz, sin embargo, no cambia demasiado el coeficiente de reflexión óptimo requerido para una SNR buena.

El análisis realizado sugiere el uso de coeficientes de reflexión de la fibra óptimos para cada fluido, según las propiedades ópticas del mismo, a saber: su capacidad de esparcimiento de luz, su índice de refracción, la densidad de partículas esparcadoras. Así como características del sistema como su posición en el fluido. De esta manera, sería posible crear puntas de prueba óptimas para cada fluido.

## 5.8 Conclusiones

1. El tipo de recepción utilizada en el FOLDV es heterodina porque se mezcla la señal esparcida por las partículas contenidas en el fluido con una señal de referencia (u oscilador local). Las características de la recepción heterodina utilizadas en comunicaciones ópticas sirven para el análisis de la SNR en un FOLDV.
2. En la recepción heterodina se pueden despreciar las componentes de ruido de la corriente de oscuridad y térmico; y únicamente se pueden considerar las componentes de los ruidos de disparo en el fotodetector, además de las características del ruido de desempeño de la fibra óptica.
3. En la configuración del FOLDV en estudio, se obtiene la señal de referencia de la cara final de la fibra, en consecuencia, las amplitudes de la señales esparcida y de referencia son función de las propiedades ópticas de la fibra y del fluido.
4. En cuanto al análisis de la etapa de acoplamiento, la mezcla al aire libre puede llegar a ser del 44%. Las simulaciones de la mezcla con acopladores de fibras ópticas monomodo y multimodo estarán por debajo de 25 y 17%, respectivamente, sin embargo, estos valores pueden mejorar en la práctica.
5. El coeficiente de reflexión en la cara final de la fibra impacta de la siguiente manera la SNR del FOLDV en estudio:
  - Un incremento en la luz esparcida por el fluido conlleva un incremento en el coeficiente de reflexión óptimo, así como de la SNR.
  - Una longitud mayor de fibra decremента el valor de la SNR, empero, no es un factor que modifique en la práctica el coeficiente de reflexión óptimo.
  - No obstante que se esperan diferentes valores de SNR al utilizar el láser y las fibras ópticas en diferentes regiones del espectro, el coeficiente de reflexión óptimo para el sistema considerado es prácticamente el mismo para los mismos valores de  $\kappa$ .
  - En la práctica es difícil determinar *a priori* el valor de  $\kappa$ ; por tanto, una solución para mejorar la SNR es crear puntas de prueba de diversos coeficientes de reflexión y encontrar cual es el adecuado al fluido. Otro método de medición es dopar al fluido con partículas cuya dispersión y densidad en el fluido sea bien conocida; sin embargo, esto dependerá de la aplicación.

# Capítulo 6

## Propuesta de una maqueta experimental para un velocímetro láser Doppler de fibras ópticas

En este capítulo se propone una maqueta experimental para la configuración del FOLDV analizada en los capítulos 4 y 5. La elección de los dispositivos se basa, principalmente, en las consideraciones realizadas en el capítulo 4 para las fuentes láser; y en la consideración de dispositivos comerciales. Posteriormente, se obtiene la SNR de la maqueta de acuerdo a los resultados obtenidos en el capítulo anterior.

### 6.1 Maqueta experimental propuesta

La maqueta experimental propuesta se muestra en la figura 6.1; aunque se ha descrito el principio de operación de esta configuración desde el segundo capítulo, se describirá a continuación su principio general de funcionamiento. La luz de un láser He:Ne se introduce a un acoplador de fibras ópticas Y, parte de la luz incide en las partículas del fluido, la luz restante se refleja en la cara final de la fibra. Las partículas en movimiento esparcen la luz y la cambian en frecuencia de acuerdo al efecto Doppler. La luz esparcida entra a la fibra y en el fotodetector se mezcla con la señal original (no cambiada en frecuencia) que proviene de la reflexión en el final de la fibra. El mismo dispositivo fotodetector tiene asociada una etapa de preamplificación de transimpedancia. Del fotodetector se obtiene una corriente eléctrica proporcional a la luz. Posteriormente la señal eléctrica se lleva a un analizador de espectros en donde se

obtiene su frecuencia Doppler; que es proporcional a la velocidad del fluido.

La velocidad de la partícula se determina por la ecuación 2.12:

$$|\mathbf{u}| = \frac{\lambda_0 f_D}{2 \cos \phi},$$

donde  $\lambda_0$  es la longitud de onda de la luz incidente,  $f_D$  es el cambio en frecuencia debido al efecto Doppler y  $\phi$  es el ángulo entre la luz incidente y la dirección del vector velocidad de las partículas.

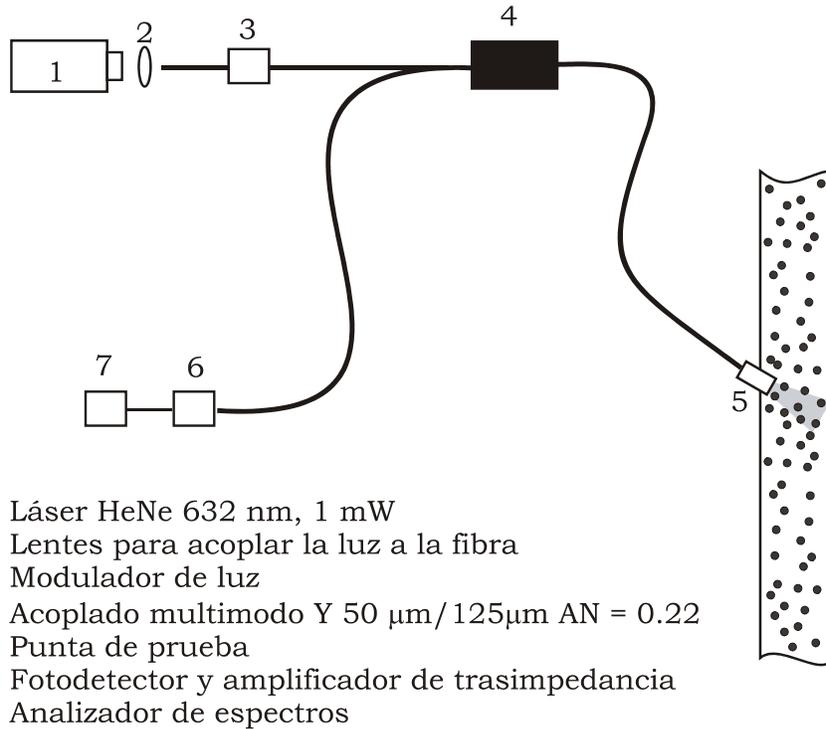


Figura 6.1: Maqueta experimental propuesta para el FOLDV.

## 6.2 Dispositivos propuestos para la configuración

Las especificaciones técnicas de los dispositivos propuestos para la configuración se encuentran en el anexo C de la tesis, a continuación se dan sus características generales:

### **Láser HeNe**

- Modelo 25LHP 111 de Melles Griot
- $\lambda = 632.8$  nm (rojo)
- Potencia 1 mW
- Polarización lineal
- Divergencia del haz: 1.35

### **Acoplador óptico de Y multimodo**

- Atenuación de la fibra óptica 9 dB/Km
- Diámetro del núcleo:  $50 \mu\text{m}$
- Diámetro de la cubierta:  $125 \mu\text{m}$
- $AN = 0.22 \pm 0.2 \mu\text{m}$

### **Arreglo de lentes**

- Apertura numérica hacia el láser  $AN = 0.55$
- Apertura numérica hacia la fibra óptica  $AN > 0.16$

### **Fotodetector de Avalancha**

- Modelo PDA155 Thor Labs
- Sensibilidad a 632 nm = 0.4 A/W
- Ganancia de transimpedancia  $150 \cdot 10^3$
- AB = 50 MHz
- Área activa =  $1.5 \text{ mm}^2$ .

### **Analizador de espectros**

- Modelo de Advantest
- Rango de frecuencias capaz de medir 9 kHz - 26.5 GHz

El láser HeNe se eligió porque tiene usos específicos en investigaciones de conteo de partículas, en la medición de desplazamientos y porque esta luz esparce bien células sanguíneas. La característica más importante de este láser es su excelente calidad de haz.

En adición, el uso de un láser He:Ne en la configuración no requiere dispositivos protectores de la cavidad, como aisladores o circuladores, que aumentarían bastante el costo del dispositivo.

Cabe destacar también que, si bien el fenómeno de dispersión es complejo, partículas de igual tamaño pueden reflejar más para longitudes de onda menores, en específico, el retro-esparcimiento de luz por para partículas dieléctricas será mayor conforme el parámetro  $x = 2\pi a/\lambda$  aumente, como se observó en el segundo capítulo.

En cuanto al acoplador óptico multimodo Y hace que la maqueta sea más compacta y más sencilla en la región de medición y no se requieren otros dispositivos en ésta. De esta manera, se pretende obtener una buena SNR a partir del material de la fibra y no del incremento de dispositivos o de el dopado del fluido. Sin embargo, en situaciones prácticas, por ejemplo, en las venas, se requerirá el ajuste correcto de la fibra en la región de medición.

En general, los fotodetectores que trabajan en 632 nm tienen un valor de sensibilidad típico de 0.4 A/W. Como se observa de la ecuación 4.11 este parámetro será función del ancho de banda; o sea, si se requiere detectar una señal de mayor ancho de banda se tendrá menos sensibilidad del fotodetector. En el sistema propuesto el fotodetector es capaz de trabajar con señales de hasta 25 MHz porque, como el receptor es heterodino, se requiere el doble de ancho de banda de la señal en el fotodetector. Si se requieren medir señales de ancho de banda mayor (es decir, fluidos más turbulentos) se deben incorporar a la maqueta propuesta etapas de ecualización que compensen el ancho de banda. La elección del tipo de fotodetector, de avalancha, es porque está ampliamente probado su uso para señales débiles; y además porque el dispositivo propuesto tiene un preamplificador de transimpedancia asociado.

## 6.3 Resultados

En la figura 6.2 se muestra la gráfica de la SNR tomada de la ecuación 5.35 para el láser He:Ne en función del coeficiente de reflexión. La gráfica mostrada no toma en cuenta la sensibilidad del fotodetector (en consecuencia tampoco el ancho de banda del receptor), la potencia del láser, la eficiencia de acoplamiento total del sistema porque estos parámetros, como se observó, son únicamente factores de escala en el valor de la SNR.

Los dispositivos considerados para realizar la la gráfica son una de fibra

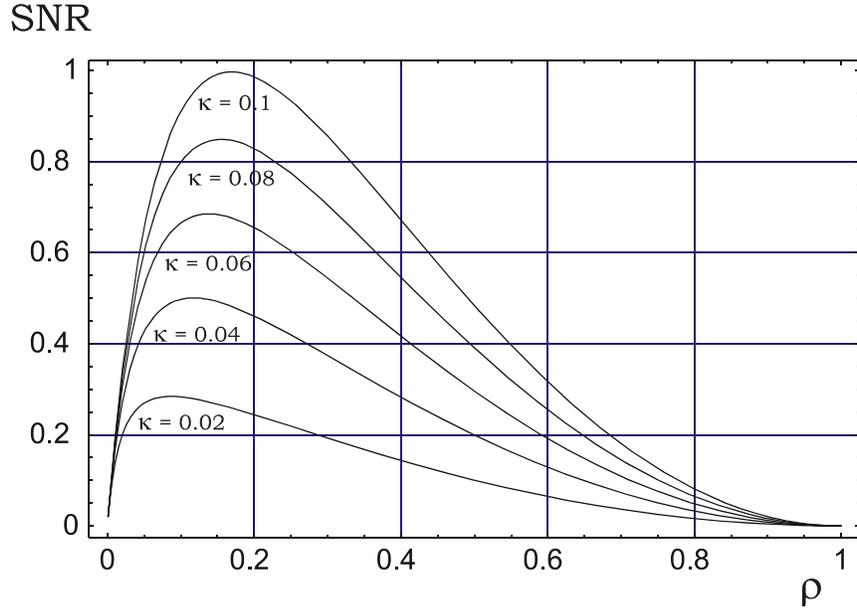


Figura 6.2: Relación señal a ruido normalizada del FOLDV en estudio para valores de  $\kappa$  de 0 a 0.1.

óptica multimodo de 10 m cuya atenuación en 632.8 nm de 9 dB/Km, con coeficiente de esparcimiento de Rayleigh en la fibra de  $1.818 \cdot 10^{-19}$ ; y se consideró que el porcentaje de luz que regera en sentido anterior en la fibra debida al esparcimiento de Rayleigh de 5%. Los valores del factor  $\kappa$  van de 0 a 0.1.

De la gráfica se observa que, además de un incremento en el valor del coeficiente  $\rho_{opt}$  conforme aumenta el valor del coeficiente  $\kappa$ , también existe un incremento en la SNR del sistema. Lo anterior, como es de suponerse, es porque existe una mayor amplitud en la señal Doppler y por consiguiente, se requiere una mayor amplitud de la señal de referencia para optimizar la SNR. También se observa un buen desempeño del sistema para coeficientes de reflexión pequeños que son los típicos en la cara final de la fibra. Lo más importante, es la existencia de un valor de  $\rho$  óptimo para un valor específico de  $\kappa$ ; parámetro que tiene una fuerte dependencia con las propiedades ópticas de las partículas contenidas en el fluido, como son: su capacidad de absorber y esparcir luz en una longitud de onda específica, su forma, su densidad en el fluido y su posición en el volumen de medición. Por tanto, para diseñar una punta de prueba adecuada, se deben conocer el índice de refracción del fluido, la densidad de las partículas esparcidoras y su función de esparcimiento.

La gráfica de la figura 6.3 muestra la SNR para los mismos parámetros de la gráfica anterior, pero en ésta se tiene un valor fijo de  $\kappa = 0.05$  y diferentes

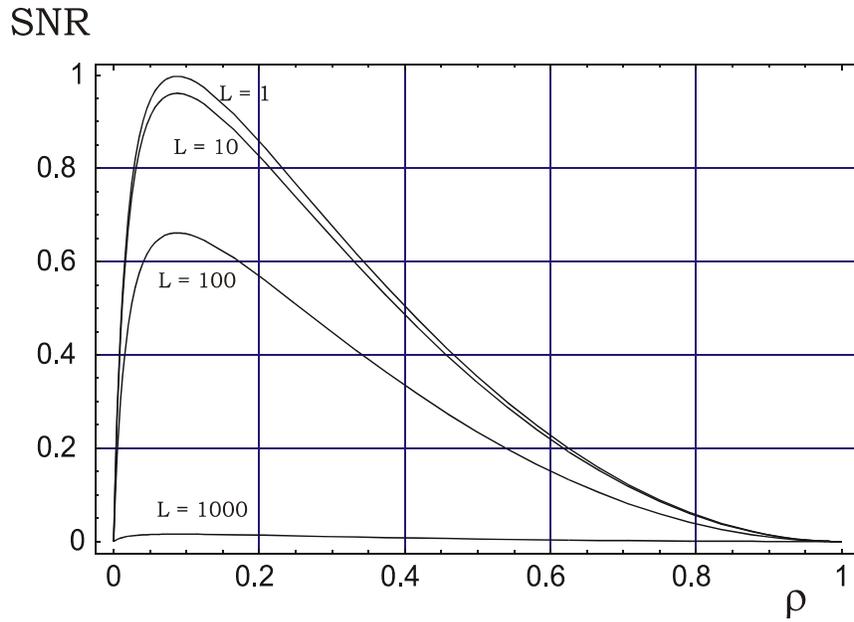


Figura 6.3: Relación señal a ruido normalizada del FOLDV en estudio para  $\kappa = 0.05$  y diferentes longitudes de fibra.

valores de la longitud de la fibra (1 m, 10 m, 100 m, 1 Km). Por lógica, se observa un decaimiento en la SNR conforme aumenta la longitud de la fibra. Aunque, en general, la longitud de la fibra dependerá de la aplicación a considerar es conveniente usar la distancia más corta posible de fibra óptica antes de procesar la señal; una vez llevado a cabo el procesamiento, es posible utilizar técnicas de envío de información adecuadas. El resultado importante de esta gráfica es que no existe gran variación del coeficiente de reflexión óptimo para diferentes longitudes; como se observó del capítulo anterior.

## 6.4 Conclusiones

1. En este capítulo se realizó una propuesta técnica de una maqueta experimental de un velocímetro laser Doppler de Fibras ópticas que se componga de un láser He:Ne de 632.8 nm, un acoplador de fibras ópticas multimodo Y, un fotodetector de avalancha (APD) y un preamplificador de transimpedancia, además de un analizador de espectro para procesar la señal y obtener la frecuencia Doppler.
2. La maqueta experimental propuesta es adecuada para utilizarse en regiones inaccesibles donde la fibra óptica puede servir como punta de medición. Además, esta maqueta es sencilla en construcción y no requiere de arreglos complejos en el volumen de medición por lo que su costo es pequeño.
3. Se obtuvieron las gráficas de la SNR normalizadas para la maqueta en función del coeficiente de reflexión y para diferentes tipos de espaciamiento; de las que se observa un buen desempeño del sistema para coeficientes de reflexión de la fibra pequeños; que son los esperados en la práctica cuando la fibra óptica se encuentra rodeada por fluidos de gran uso por ejemplo, sangre, alcohol, agua, petróleo, etcétera.
4. Se graficó la SNR para diferentes longitudes de fibra y se observa que, como sigue de la teoría de atenuación de luz en la fibra óptica, la SNR disminuye conforme aumenta la longitud de la fibra; sin embargo el valor de  $\rho$  óptimo se mantiene prácticamente en el mismo valor. Por tanto, la longitud de la fibra no es un factor a considerar para variar el coeficiente de reflexión en la punta de prueba.

# Conclusiones generales

Un velocímetro láser Doppler (LDV) es un dispositivo que permite la medición de la velocidad de partículas pequeñas suspendidas en un fluido o gas. Los principales fenómenos físicos a considerar en el diseño de este dispositivo son el efecto Doppler y el esparcimiento de luz por las partículas contenidas en el fluido.

La velocidad de un fluido en un LDV se determina a partir de la medición del cambio de frecuencia de la luz esparcida por las partículas contenidas en el fluido.

En este trabajo se hizo la propuesta para realizar un LDV que utilice fibras ópticas y recepción heterodina. El sistema obtiene la señal del oscilador local de la cara final de la fibra óptica con el propósito de realizar el sistema más compacto posible. Del análisis hecho para proponer la maqueta experimental se obtuvieron los siguientes resultados:

- Las ventajas del uso de fibras ópticas en un LDV son: hacer mediciones de velocidades de fluidos en regiones inaccesibles, a distancia y remotas, además de poder trabajar en un amplio rango de temperaturas y presiones y realizar configuraciones pequeñas.
- A cambio de usar una configuración compacta se tiene una señal débil. Utilizar una sola fibra óptica en la región de medición implica poca capacidad del dispositivo para coleccionar la luz esparcida desde la región de medición.
- Introducir la fibra óptica en el fluido a medir implica perturbar el fluido porque se pueden crear remolinos al frente de la fibra o medir sólo luz de estructuras estáticas. Lo anterior se supera al hacer un corte al final de la fibra, empero, la colocación correcta de la fibra en el fluido en situaciones prácticas se debe llevar a cabo durante la medición.
- La relación señal a ruido del dispositivo depende de la capacidad de esparcir luz de las partículas contenidas en el fluido y del coeficiente de reflexión en la cara final de la fibra.

- La capacidad esparcidora de las partículas depende de su índice de refracción, de su forma, de su densidad en el volumen de medición y, para el caso considerado, de la apertura numérica de la fibra.
- El coeficiente de reflexión de la fibra depende del medio que rodea a la fibra, que disminuye, conforme el índice de refracción del medio externo se acerque al índice de refracción de la fibra. Por tanto, es necesario encontrar un índice  $\rho$  óptimo para cada fluido considerado. No obstante, la capacidad de esparcir luz del fluido se puede conocer hasta que se hagan pruebas.
- Aunque se esperan diferentes valores de SNR para diferentes láseres, se analizó el factor  $\rho$  óptimo para los láseres de 632.8 nm y 1550 nm y se observa que tienen un valor similar para el mismo valor de  $\kappa$ .

La maqueta experimental del FOLDV propuesta utiliza los siguientes dispositivos: una fuente láser HeNe de 632.8 nm; una lente para introducir la luz a la fibra; un acoplador Y de fibras ópticas que lleva la luz hasta las partículas, obtiene la señal esparcida de las mismas y la señal de referencia, y lleva ambas señales hasta un fotodetector. Para el procesamiento de la señal se propone un analizador de espectros.

Al analizar el desempeño del sistema se observó que:

- Se consideran la sensibilidad del receptor (y por tanto su ancho de banda), la potencia del láser y la eficiencia en el acoplamiento de las señales como factores de escalamiento en la SNR, es decir, estos parámetros no afectan la curva característica del coeficiente de reflexión óptimo de la fibra para mejorar la SNR.
- El sistema tiene un índice de reflexión óptimo en la cara final del acoplador Y para el cual la relación señal a ruido es máxima para un fluido particular.
- El sistema tiene un buen desempeño para coeficientes de reflexión pequeños acordes con los valores reales, que son típicamente entre 0.5 y 0.18 para medios líquidos que rodean a la fibra cuyos coeficientes de refracción están entre 1.0 y 1.4.
- De los análisis realizados se observó que conforme aumenta la capacidad de esparcimiento de las partículas, el coeficiente  $\rho$  óptimo aumenta, así como la SNR.

- También se concluye que la longitud de fibra disminuye la SNR por la atenuación, como es de esperarse. No obstante, un aumento en la longitud de la fibra no afecta el valor de  $\rho$  óptimo. Es decir,  $\rho$  será el mismo para un mismo valor de  $\kappa$  y diversas longitudes de fibra.

# Apéndice A

## Velocímetros láser

### A.1 Interferómetro de Michaelson

La figura A.1a muestra el montaje típico de un interferómetro de Michaelson utilizado para medir microdesplazamientos. Un haz láser se hace incidir en un objeto, cuyo movimiento realiza una modulación en amplitud dependiente de la diferencia de fase, la cual se detecta en un fotodetector. La señal en el fotodetector se procesa para calcular el desplazamiento [38] [42]. El interferómetro de Michaelson también puede hacerse de fibras ópticas (figura A.1b), que sirven para hacerse incidir la luz en el objeto y recolectar la luz esparcida [50].

### A.2 Velocímetro láser Doppler heterodino

El arreglo del velocímetro láser Doppler heterodino mostrado en la figura A.2 es similar al utilizado por Yeh y Cummins[1]. El haz se divide en dos por un divisor de haz. El haz que atraviesa uno de los brazos actúa como un oscilador local (haz de referencia). El otro haz lleva la misma dirección que el fluido y el esparcimiento se mide con un fotodetector a  $30^\circ$  respecto de dicha dirección. De acuerdo al efecto Doppler, la frecuencia de la luz esparcida cambiará por una cantidad proporcional a la velocidad del fluido, pero el cambio de frecuencia es muy pequeño comparado con las frecuencias ópticas involucradas, por eso la luz esparcida se mezcla o se heterodina con la luz proveniente del láser no cambiada en frecuencia. Después, la señal se procesa electrónicamente con un analizador de espectros. En un principio, el haz de iluminación del fluido era más intenso que el haz de referencia (en proporción 90:10 o 95:5) para obtener intensidades similares de ambos haces en el fotodetector.

En esta configuración la frecuencia Doppler se da por la siguiente ecuación:

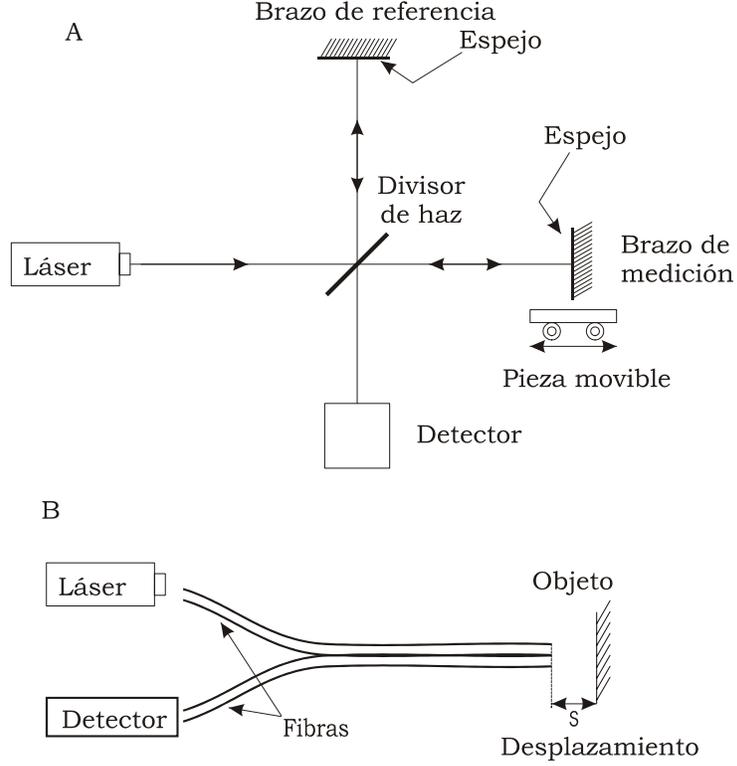


Figura A.1: Interferómetro de Michaelson. a) Óptica integrada. b) Fibras ópticas.

$$f_D = - \left( \frac{2n |\bar{\mathbf{u}}|}{\lambda_0} \right) \sin \left( \frac{\theta}{2} \right) \cos \alpha, \quad (\text{A.1})$$

donde  $\theta$  es el ángulo entre los vectores de onda  $\mathbf{k}_s$  y  $\mathbf{k}_0$  del haz esparcido e incidente, respectivamente, medido apartir de  $\mathbf{k}_0$ ,  $n$  es el índice de refracción del fluido;  $|\mathbf{u}|$  es la magnitud del vector velocidad;  $\alpha$  es el ángulo entre el vector velocidad y el vector de esparcimiento definido como  $\mathbf{K} = \mathbf{k}_s - \mathbf{k}_0$ ; y  $\lambda_0$  es la longitud de onda del haz incidente.

Si se escoge  $\mathbf{u}$  en la dirección de  $\mathbf{k}_0$  se tiene que  $\alpha = (\pi - \frac{\theta}{2})$  y

$$f_D = - \frac{2n |\mathbf{u}| \sin^2 \left( \frac{\theta}{2} \right)}{\lambda_0}, \quad (\text{A.2})$$

, o bien, al despejar  $|\mathbf{u}|$ :

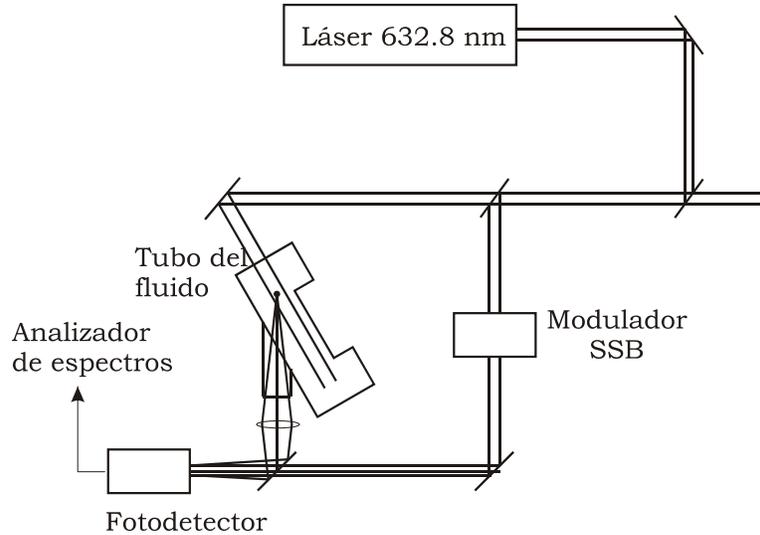


Figura A.2: Configuración de Yeh y Cummins del velocímetro láser Doppler heterodino.

$$|\mathbf{u}| = \frac{\lambda_0 f_D}{2n \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)}. \quad (\text{A.3})$$

Esta configuración del LDV es, en principio, simple y con ella se obtienen buenas relaciones señal a ruido pero tiene dificultades en situaciones prácticas. La razón son las tres unidades ópticas que deben guardar un alineamiento exacto. La experiencia dice que el sistema funciona satisfactoriamente cuando se realiza en una sola mesa óptica de trabajo porque así se reduce la perturbación causada por efectos de vibración.

### A.2.1 Velocímetro láser Doppler heterodino de fibras ópticas

Los velocímetros láser Doppler de fibras ópticas se exponen en el Capítulo dos del presente trabajo.

## A.3 Velocímetro láser Doppler diferencial

El modelo de franjas de Moire sirve para explicar las características del LDV diferencial. La región de interferencia de dos haces de radiación electromagnéti-

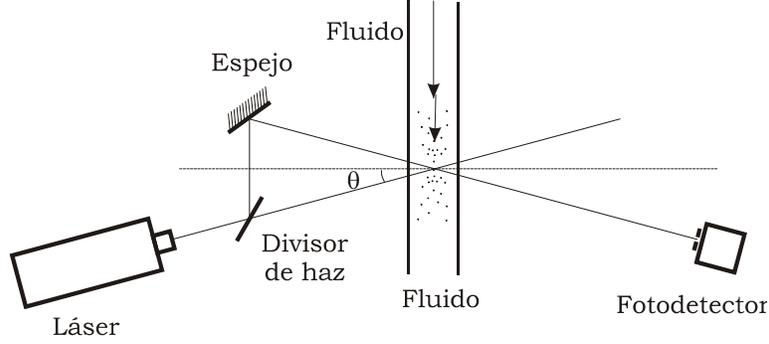


Figura A.3: Velocímetro láser Doppler heterodino.

cos, monocromáticos y coherentes en un ángulo  $2\varphi$  es el volumen de medición; en el que existen efectos constructivos y destructivos al cruzarse las ondas de luz que forman planos de interferencia, cuya representación bidimensional resulta en franjas de diferente luminosidad.

El espacio entre franjas es una función del ángulo de intersección y de la longitud de onda de radiación. Una partícula que se mueve a través de la región de interferencia esparcirá luz con una frecuencia proporcional a la componente de velocidad perpendicular al ángulo medio de los haces. La luz esparcida se colecta (en dirección anterior o posterior) con un fotodetector que proporcionará una corriente eléctrica equivalente modulada a la frecuencia Doppler [6] [4]. Así, si se detectan los pulsos de luz con un fotodetector, se mide el cambio en frecuencia y se conocen la geometría de la intersección y la longitud de onda de la luz incidente, la velocidad de la partícula puede determinarse.

Como en la práctica la forma del haz láser es gaussiana, el volumen iluminado toma la forma de un elipsoide. La distancia entre franjas es:

$$\Delta x = \frac{\lambda_0}{2 \sin \varphi}, \quad (\text{A.4})$$

donde  $\lambda_0$  es la longitud de onda del haz incidente.

Por otra parte, la frecuencia que tendrá la señal detectada por el fotodetector puede expresarse como:

$$f_D = \frac{2}{\lambda_0} |\mathbf{u}| \sin \varphi, \quad (\text{A.5})$$

donde  $|\mathbf{u}|$  es la magnitud del vector velocidad de las partículas contenidas en el fluido.

Al despejar  $|\mathbf{u}|$  de la ecuación anterior se tiene que:

$$|\mathbf{u}| = \frac{f_D \lambda_0}{2 \sin \varphi}. \quad (\text{A.6})$$

La ecuación anterior sugiere ambigüedad en la dirección de la velocidad la cual puede introducir errores, que se solucionan con el cambio de frecuencia en uno de los haces transmitidos.

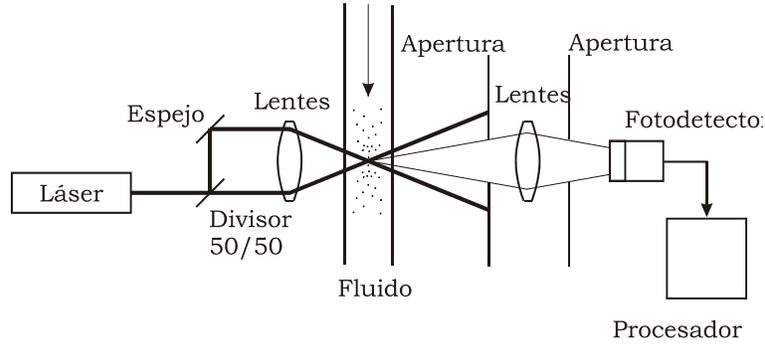


Figura A.4: Velocímetro láser Doppler diferencial.

Tal como señala Durst [32], a pesar de la gran utilidad del modelo de franjas de Moire en diversas situaciones que se presentan en el LDV, este modelo resulta incompleto para explicar los fenómenos ópticos que tienen lugar al pasar una partícula al través del volumen de control.

Cabe señalar que los dos haces son independientemente esparcidos. Por tanto, en la técnica del LDV diferencial, el cambio en frecuencia es diferente para cada haz porque estos viajan en diferentes direcciones. Los dos cambios en frecuencia juntos producen una frecuencia  $f_D$  proporcional a la componente de velocidad perpendicular ( $\bar{\mathbf{u}}_{\perp}$ ) respecto de la dirección media de los rayos incidentes.

### A.3.1 Velocímetro láser Doppler diferencial de fibras ópticas

En general, en un LDV diferencial de fibras ópticas se utilizan arreglos de fibras ópticas para llevar la luz hasta un arreglo de lentes que forma el volumen de medición; el cual también sirve para llevar la luz retro-esparcida a una fibra óptica colectora [50]. El arreglo que se muestra en la figura emplea dos fibras monomodo para conducir la luz y formar el volumen de medición [7].

## A.4 Velocímetro láser Doppler con auto-mezclado en la cavidad del láser

Los láseres semiconductores en condiciones de retro-alimentación óptica externa, llamados en inglés *self-mixing laser diode* (SM-LD), se utilizan también para realizar las mediciones de velocidades de flujo. El efecto de mezcla en la cavidad del láser ocurre a partir del reacoplamiento de la luz esparcida desde la partícula en movimiento en la cavidad del láser, en donde se mezcla esta señal con la señal original (figura A.5). La interpretación de la mezcla de ambas señales es función de la velocidad de la partícula.

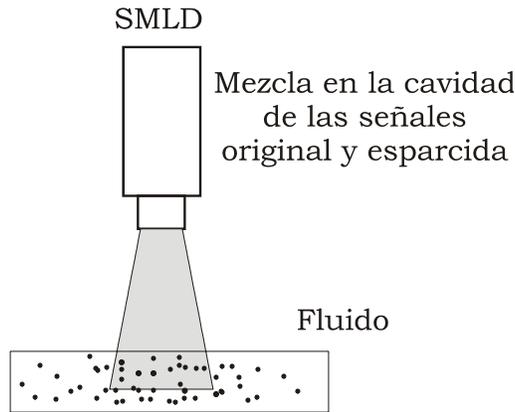


Figura A.5: Velocímetro láser con auto-mezclado en la cavidad del láser.

El sistema SM-LDs es más fácil de alinear porque tiene un eje óptico. Además, el uso de pocos componentes ópticos trae consigo un costo menor en relación a otros sistemas y también una construcción compacta. Sin embargo, se limita su uso a mediciones a distancia y no es óptimo para introducirse en regiones microscópicas.

Las ecuaciones que interpretan las señales acopladas en la cavidad del láser son complejas. El lector puede encontrar más información de este tipo de láser en [60], [61] y [62].

## A.5 Velocímetro láser de dos haces enfocados

La técnica del velocímetro láser de dos haces enfocados, VL2F (en inglés *laser two focus*), es también una técnica no invasiva para medir la velocidad en fluidos. Se basa en la medición del tiempo de vuelo de pequeñas partículas contenidas en el fluido que atraviesan dos haces paralelos de gran enfoque

(figura A.6). Si se conoce la separación entre haces ( $s$ ), la velocidad del flujo en el plano perpendicular al eje óptico puede determinarse.

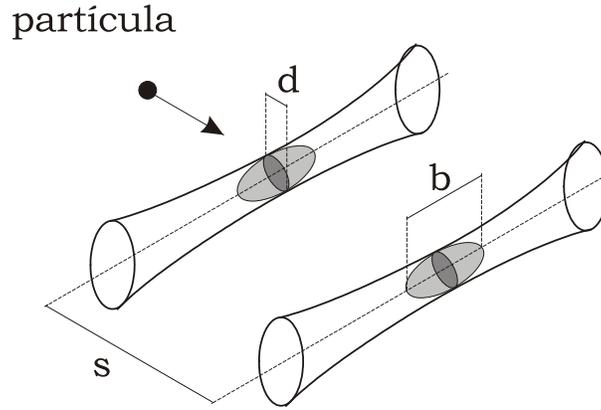


Figura A.6: Velocímetro láser Doppler de dos haces enfocados. El sistema utiliza dos haces en la región de medición. La velocidad de la partícula se determina por el tiempo de vuelo de la partícula al pasar de un haz al otro.

El diagrama esquemático de la región de medición de un VL2F se muestra en la figura. Dos haces láser se enfocan en un espacio paralelo ( $s$ ). La luz esparcida de las partículas que pasan a través de los haces se detecta con dos fotodetectores. La salida de cada fotodetector corresponde a la intensidad de luz esparcida de cada haz. La velocidad del objeto puede calcularse a partir del tiempo de retraso ( $t$ ) entre las señales de salida y de la distancia entre los haces, de acuerdo a la siguiente ecuación:

$$|\bar{\mathbf{u}}| = \frac{s}{t}. \quad (\text{A.7})$$

El método ofrece ventaja en la determinación de la dirección de la velocidad del fluido porque se realizan varias mediciones y mediante un proceso estadístico se determina el sentido del fluido [62]. El proceso estadístico también se requiere para obtener la velocidad promedio del fluido. La técnica VL2F supera el problema del decremento de la profundidad de la región de medición (es decir, la longitud de la región de medición) de los LDVs diferenciales<sup>1</sup>.

La normalización de los sistemas L2F sugiere emplearlos con láser de Argón. Sin embargo, este láser requiere potencias eléctricas de más de 10 kW; que para

<sup>1</sup>La región de medición de un LDV es un elipsoide considerablemente elongado en la dirección del eje del arreglo óptico. Más aún, la resolución espacial de la perpendicular al eje óptico se decrementa abajo de 10  $\mu\text{m}$  mientras que el decremento en el tamaño de la profundidad de la región de medición es un problema.

algunas aplicaciones se convierte en una restricción. Por tanto, se experimentan nuevas configuraciones con fuentes pequeñas y de menor potencia como los láser diodos [7].

La resolución de los L2F usados es mucho menor que la del LDV por eso su uso en regiones microscópicas[63]. Pero también tienen incertidumbre en la región de medición porque debe asegurarse que la misma partícula pase a través de los dos haces en la misma posición [63].

## A.6 Método de filtros espaciales

La configuración de filtros espaciales se muestra en la figura A.7. La luz incide en un fluido a través de una estructura de difracción paralela a éste; luego se detecta la frecuencia de los cambios de amplitud (en fotodetectores) debidos a la reflexión de luz por las partículas por medio del cambio de fase de dichas reflexiones. Algunos sistemas garantizan la visibilidad de partículas de diferentes tamaños con el ajuste de una lente[5].

Las estructuras de difracción pueden construirse con arreglos de fibras ópticas. Las partículas que se mueven con velocidad  $\mathbf{u}$  forman una imagen en el filtro espacial; y tienen una distribución periódica de transmisión. La intensidad total de la luz que pasa a través del filtro espacial varía periódicamente. Al medir la frecuencia  $f_0$ , la magnitud del vector velocidad,  $|\mathbf{u}|$ , se determina por:

$$|\mathbf{u}| = \left(\frac{p}{M}\right) f_0, \quad (\text{A.8})$$

donde  $p$  es el intervalo de los cortes paralelos y  $M$  es la magnificación óptica de los lentes. La señal de salida de los cortes paralelos no contiene información de la dirección de movimiento de la partícula. El velocímetro debe ser capaz de medir la dirección promedio de la velocidad. La incorporación de conmutadores de frecuencia sirven para eliminar la ambigüedad direccional.

Si se utilizan fibras ópticas, cada fibra de diámetro  $d$  se coloca paralela a otra, y su cara final sirve de filtro. La intensidad colectada cada  $n$  fibras se detecta mediante fotodetectores. La señal de salida de cada fotodetector varía periódicamente según la velocidad de cada partícula.

El arreglo de fibras ópticas se realiza con una variación espacial en tiempo del patrón de distribución mediante una conmutación eléctrica. Cada parte de la vecindad de dos fibras forma un grupo correspondiente a las líneas de corte paralelas. Las intensidades totales de cada grupo de fibras se amplifican y la señal de salida se obtiene. Por medio de la conmutación de los grupos de fibras, la distribución de transmisión periódica espacial se mueve intermitentemente. El cambio de frecuencia  $f_s$  se determina por el tiempo de conmutación  $\Delta t$

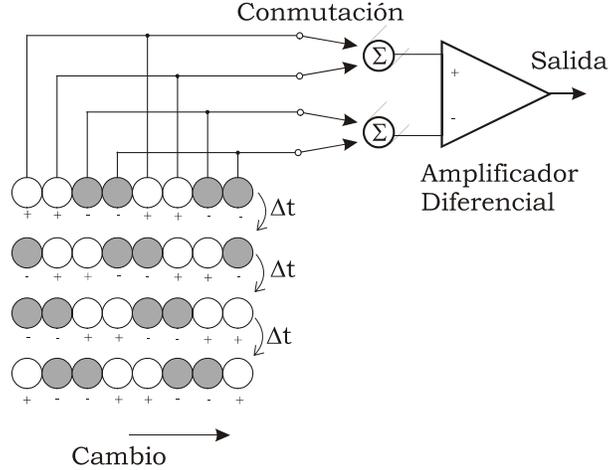


Figura A.7: Velocímetro láser de estructuras de difracción.

de la distribución de transmisión. El mismo patrón de distribución de transmisión espacial aparece cada  $n\Delta t$ . La operación provee la frecuencia cambiada para determinar la dirección de la velocidad ( $\mathbf{u}$ ). La señal de salida del velocímetro contiene la frecuencia  $f_0$  relacionada a la velocidad de la partícula y la frecuencia cambiada  $f_s$ . La velocidad se determina a partir de la ecuación:

$$|\mathbf{u}| = \left( \frac{4n}{M} \right) |f_0 - f_s|, \quad (\text{A.9})$$

donde  $d$  es el intervalo de la fibra óptica y es equivalente a su diámetro;  $M$  es la magnificación óptica de las lentes; y  $f_s$  es la frecuencia cambiada por la conmutación eléctrica. La dirección del flujo se determina a partir de la señal  $(f_0 - f_s)$ . Si  $f_0$  es menor que  $f_s$ , la partícula se mueve en dirección del movimiento de la distribución del filtro espacial.

La señal de salida desde el filtro el velocímetro con filtrado espacial se transmite a un filtro electrónico; y después a un convertidor A/D para calcular la frecuencia con el método de la FFT.

En este sistema pueden observarse los linfocitos en movimiento a través de la vena. El arreglo puede medir partículas sólidos de arena de diámetro entre 30 y 400  $\mu\text{m}$  (de 166  $\mu\text{m}$  en promedio). Los resultados muestran mediciones posibles en volúmenes de concentración sólida entre 0.01% y 4% y velocidades entre 0.4 y 25 m/s [19].

# Apéndice B

## Elementos de la teoría de Mie

El esparcimiento en cualquier dirección se describe por cuatro funciones de amplitud  $S_1$ ,  $S_2$ ,  $S_3$  y  $S_4$ ; funciones de  $\theta$  y  $\varphi$  que forman una matriz  $\mathbf{S}(\theta, \varphi)$  de cuatro elementos. En relación a los campos eléctricos, se obtiene la siguiente función de  $\mathbf{S}$ .

$$\begin{pmatrix} E_l \\ E_r \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_2 & S_3 \\ S_4 & S_1 \end{pmatrix} \cdot \frac{\exp(-jkr + jkz)}{jkr} \begin{pmatrix} E_{l0} \\ E_{r0} \end{pmatrix}. \quad (\text{B.1})$$

Donde  $E_r$  y  $E_l$  se refieren a los campos eléctricos perpendicular y paralelo al plano de esparcimiento;  $E_{r0}$  y  $E_{l0}$  a sus respectivas componentes iniciales;  $k = 2\pi/\lambda$  es el vector de propagación y  $r$  es la distancia desde el centro de la partícula.

Las partículas esféricas tienen  $S_3 = S_4 = 0$ . Así dos funciones de amplitud complejas ocurren para cualquier dirección, estas son las funciones  $S_1(\theta)$  y  $S_2(\theta)$  que dependen sólo del ángulo  $\theta$ . La ecuación matriz para cualquier dirección  $\theta \neq 0$  da las siguientes relaciones:

$$E_r = S_1(\theta) \frac{\exp(-jkr + jkz)}{jkr} E_{r0} \quad (\text{B.2})$$

y

$$E_l = S_2(\theta) \frac{\exp(-jkr + jkz)}{jkr} E_{l0}. \quad (\text{B.3})$$

Al tomar los cuadrados del módulo se obtiene para la intensidad de la luz en el plano de vibración perpendicular al plano que atraviesa las direcciones de propagación de los haces incidente y esparcido:

$$I = \frac{i_1}{k^2 r^2} I_0. \quad (\text{B.4})$$

Para polarización paralela se tiene:

$$I = \frac{i_2}{k^2 r^2} I_0. \quad (\text{B.5})$$

Para luz incidente  $I_0$  de unidades  $watt/m^2$  entonces la intensidad de la luz esparcida es:

$$I = I_0 \frac{1}{2} \frac{i_1 + i_2}{k^2 r^2}, \quad (\text{B.6})$$

donde

$$i_1 = |S_1(\theta)|^2 \quad (\text{B.7})$$

$$i_2 = |S_2(\theta)|^2 \quad (\text{B.8})$$

La solución rigurosa del esparcimiento de una onda monocromática plana en partículas esféricas la dió Gustav Mie con base en la teoría electromagnética. Tales esferas deben ser homogéneas, de composición y tamaño cualesquiera y situarse en un medio homogéneo. La solución de Mie también se aplica al esparcimiento por un conjunto de esferas del mismo diámetro, composición y que se encuentren distribuidas aleatoriamente y separadas entre sí por distancias grandes comparadas a la longitud de onda de la luz incidente. En estas circunstancias no existen relaciones de fase coherentes entre la luz dispersada por diferentes esferas; y la energía total dispersada es igual a la energía dispersada por una esfera multiplicada por el total de esferas (esparcimiento colectivo).

En resumen de [24] la onda esparcida será función de las siguientes ecuaciones:

$$u = \exp^{j\omega t} \cos \varphi \sum_{n=1}^{\infty} -a_n (-j)^n \frac{2n+1}{n(n+1)} P_n^l(\cos \theta) h_n^2(kr) \quad (\text{B.9})$$

y

$$v = \exp^{j\omega t} \sin \varphi \sum_{n=1}^{\infty} -b_n (-j)^n \frac{2n+1}{n(n+1)} P_n^l(\cos \theta) h_n^2(kr). \quad (\text{B.10})$$

El factor  $P_n^l$  es el polinomio asociado de Legendre y la serie contiene una solución elemental para  $l = 1$ ; la función esférica de Bessel  $h_n^2(kr)$  se deriva de la función de Bessel de segundo orden  $H_{n+1/2}^2(kr)$ ; y  $a_n$  y  $b_n$  son:

$$a_n = \frac{\psi_n'(y) \psi_n(x) - n \psi_n(y) \psi_n'(x)}{\psi_n'(y) \xi_n(x) - n \psi_n(y) \xi_n'(x)} \quad (\text{B.11})$$

y

$$b_n = \frac{n\psi'_n(y)\psi_n(x) - \psi_n(y)\psi'_n(x)}{n\psi'_n(y)\xi_n(x) - \psi_n(y)\xi'_n(x)}, \quad (\text{B.12})$$

donde  $m$  es el índice de refracción de la partícula y  $x$  es un parámetro que relaciona el radio de la esfera ( $a$ ) y la longitud de onda ( $\lambda$ ):

$$x = \frac{2\pi a}{\lambda} \quad (\text{B.13})$$

y

$$y = nka. \quad (\text{B.14})$$

Las funciones  $\psi_n$  y  $\xi_n$  se obtienen de las funciones de Ricatti Bessel y son iguales a:

$$\psi_n(z) = zj_n(z) \quad (\text{B.15})$$

y

$$\xi_n(z) = zh_n^2(z), \quad (\text{B.16})$$

donde  $j_n(z)$  es la función esférica de Bessel derivada de la función de Bessel de primer orden  $J_{n+1/2}$ .

# Apéndice C

## Especificaciones técnicas de los dispositivos utilizados en la maqueta experimental

### C.1 Arreglo de lentes

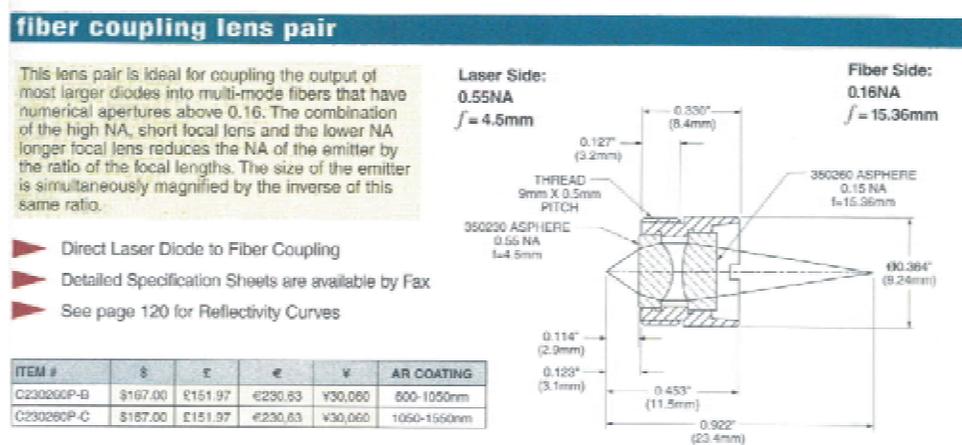


Figura C.1: Arreglo de lentes.

## C.2 Fibra óptica para el acoplador Y

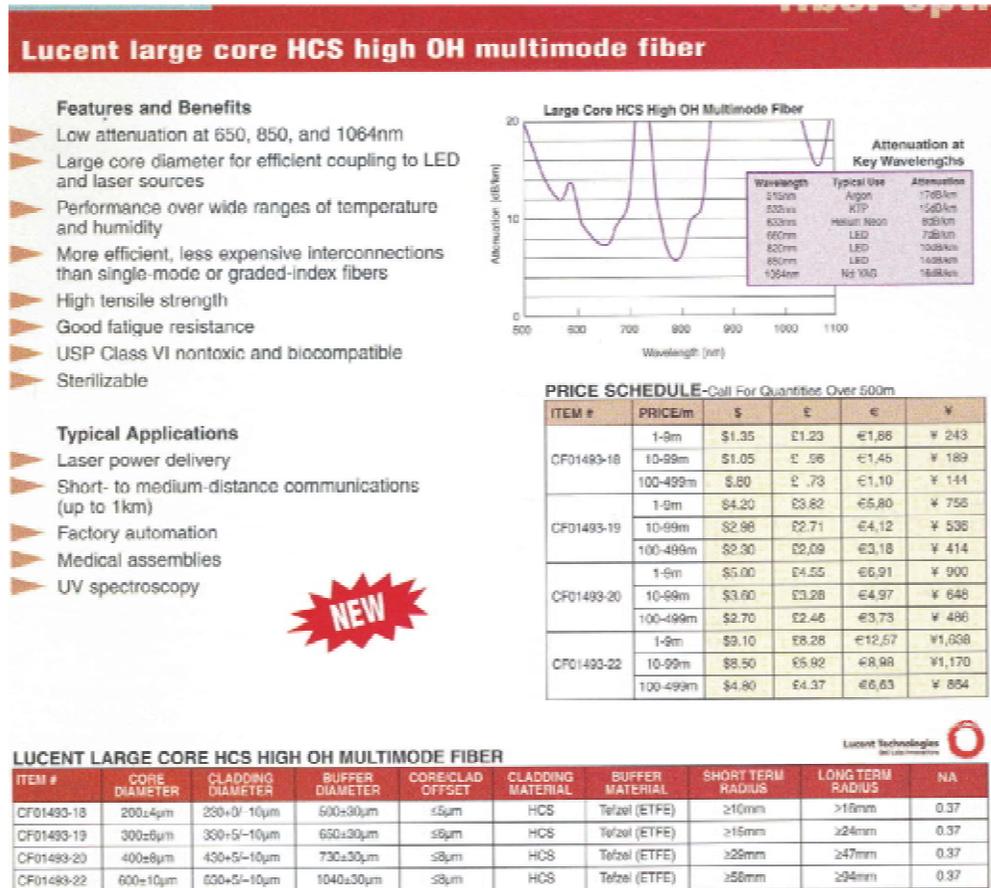


Figura C.2: Fibra óptica.

# C.3 Láser He:Ne

Introduction  
to Lasers

Diode-Pumped  
Solid State Lasers

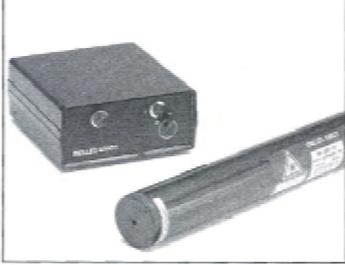
Ion and Helium-Cadmium  
Lasers

Helium-Neon Lasers

Diode Laser Assemblies

Laboratory  
Diode Laser Drivers

Laser Accessories



Available in:  
✓ Production Quantities  
✓ Custom Configurations

## Cylindrical Helium Neon Laser Systems

- Red, green, yellow, orange, or near infrared output
- Complete systems, including power supply
- CDRH and CE (230 Vac only) compliant

Melles Griot manufactures a wide variety of cylindrical HeNe laser systems, only a few of which are represented here. All laser heads are mounted in rugged aluminum housings and come with a matched power supply. All systems meet CDRH requirements for laser equipment and -230 volt versions are CE compliant. Lasers are available in randomly polarized or linearly polarized versions (with >500:1 extinction ratio).

**SPECIFICATIONS:**  
**CYLINDRICAL HELIUM NEON LASER SYSTEMS**

Output Mode: TEM<sub>00</sub> (>95%)  
Quality Factor (M<sup>2</sup>): <1.05 (TEM<sub>00</sub>, typical)  
Angular Drift: <0.03 mrad after 15 min

**Static Alignment:**  
Centered to outer cylinder within 0.25 mm  
Bore sighted to <0.1 mrad

**Amplitude Stability:**  
Noise (30 Hz to 10 MHz)\*\*: <0.5% rms  
Long-Term Drift: ± 2%

**Electrical Specifications:**  
Input Voltage: 100, 115, or 230 Vac ± 10%  
Input Frequency: 50-60 Hz

**General Specifications:**  
Temperature:  
  Operating: -20°C to +40°C  
  Nonoperating: -40°C to +80°C  
Humidity:  
  Operating: 0-90%, Nonoperating: 0-100%  
Shocks: 25 g for 11 msec

**Red (632.8 nm) Cylindrical Helium Neon Laser Systems**

CW Output Power (mW)	Beam Diameter 1/e <sup>2</sup> (mm)	Beam Divergence (mrad)	Max Mode Sweep (%)	Polarization	Longitudinal Mode Spacing (MHz)	Laser Head Dimensions length x diameter (mm)	Power Supply Style	Safety Classification CDRH	IEC	PRODUCT NUMBER*
0.5	0.46	1.77	10	Random	1063	177.8 x 31.8	A	II	2	25 LHR 213
0.5	0.46	1.77	10	Linear	1063	177.8 x 31.8	A	II	2	25 LHP 213
1.0	0.59	1.35	5	Random	887	271.8 x 44.5	A	IIIa	3B	25 LHR 111
1.0	0.59	1.35	5	Linear	687	271.8 x 44.5	A	IIIa	3B	25 LHP 111
2.0	0.76	1.06	5	Random	636	279.9 x 35.1	A	IIIa	3B	25 LHR 073
2.0	0.76	1.06	5	Linear	636	279.9 x 35.1	A	IIIa	3B	25 LHP 073
2.0	0.59	1.35	5	Random	887	271.8 x 44.5	A	IIIa	3B	25 LHR 121
2.0	0.59	1.35	5	Linear	687	271.8 x 44.5	A	IIIa	3B	25 LHP 121
2.5	0.52	1.53	10	Random	822	224.8 x 31.8	A	IIIa	3B	25 LHR 691
2.5	0.52	1.53	10	Linear	822	224.8 x 31.8	A	IIIa	3B	25 LHP 691
5.0	0.80	1.00	2	Random	438	396.2 x 44.5	A	IIIb	3B	25 LHR 151
5.0	0.80	1.00	2	Linear	438	396.2 x 44.5	A	IIIb	3B	25 LHP 151
7.0	1.02	0.79	2	Random	373	455.9 x 44.5	B	IIIb	3B	25 LHR 171
7.0	1.02	0.79	2	Linear	373	455.9 x 44.5	B	IIIb	3B	25 LHP 171
10.0	0.65	1.24	2	Random	341	483.9 x 44.5	B	IIIb	3B	25 LHR 991
10.0	0.65	1.24	2	Linear	341	483.9 x 44.5	B	IIIb	3B	25 LHP 991
17.0	0.96	0.84	2	Random	257	637.3 x 44.5	B	IIIb	3B	25 LHR 925
17.0	0.96	0.84	2	Linear	257	637.3 x 44.5	B	IIIb	3B	25 LHP 925

\*Add the appropriate dash number to indicate input voltage: -N49 for 115 Vac, -230 for 230 Vac, or -481 for 100 Vac.

44.4 MELLES GRIOT

Visit Us OnLine! [www.mellesgriot.com](http://www.mellesgriot.com)

Figura C.3: Láser.

# C.4 Fotodetector

PDA series amplified photo detectors



\*Disc assembly sold separately.

SMA Fiber Adapter

**InGaAs, Si, GaAsP VERSIONS AVAILABLE**

**DC-50MHz BANDWIDTH**

**300-1000nm SPECTRAL RANGE**

- ▶ High-Speed Pin Photodiode
- ▶ Low-Noise Wide Band Amplifier
- ▶ 0 to 10V Output
- ▶ New Low-Profile Housing
- ▶ Includes Threaded Mount for 1" (25mm) Optics
- ▶ Compatible with SM1-Series products (see pages 65-64)
- ▶ 5 models to choose from

The PDA-series photo detectors are amplified photodiodes in a compact package. A wide bandwidth, low noise amplifier boosts the output of the high-speed PIN photodiodes for detection of low-level signals. Each PDA detector includes a removable 1" optic mount for attaching lens, filters, etc. Connectorized fibers can be easily attached to the PDA using one of the fiber adapters shown below.

**PD435 - Switchable Gain Silicon Photodetector**  
 This model has a large active area (13,00mm<sup>2</sup>) Silicon PIN diode coupled with a low-noise amplifier. The PD435 has been improved to 2001 by adding a 5 position rotary switch that allows the gain to be increased from 1.5 x 10<sup>3</sup> V/A to 1.5 x 10<sup>7</sup> in precise 10dB increments for repeatable measurements. The PD435 has a 10MHz bandwidth at the minimum gain setting.

**PD4150 - Wideband 20MHz Silicon Photodetector**  
 This model uses a 0.8mm<sup>2</sup> Silicon PIN diode with a fixed-gain wide bandwidth amplifier to achieve a 50MHz bandwidth. The transimpedance gain is set to 1 x 10<sup>3</sup> V/A and is capable of driving a 50Ω load.

**PD425 - Wideband 50MHz InGaAs Photodetector**  
 The PD425 uses a high-speed InGaAs diode to extend the PDA response into the near-infrared region. A fixed-gain wide bandwidth amplifier is used to achieve a 50MHz bandwidth at a transimpedance gain of 1 x 10<sup>3</sup> V/A.

**PD4400 - Switchable-Gain InGaAs Photodetector**  
 The PD4400 adds near-infrared response and adjustable gain to the selection. A large 1mm diameter InGaAs photodiode provides ease of use. Like its cousin, the PD435, a 5-position rotary switch allows the gain to be increased from 1.5 x 10<sup>3</sup> V/A to 1.5 x 10<sup>7</sup> in precise 10dB increments for repeatable measurements. The PD4400 has a 10MHz bandwidth at the minimum gain setting.

**PD4300 - Switchable-Gain GaAsP Detector**  
 The newest addition to the PDA family incorporates a 1.30mm x 1.30mm GaAsP photodiode into the PDA housing. The detector is optimized for low noise precision applications. Its low wavelength cutoff of 800nm makes it useful for long photon detection. Like the PD435 & PD4400, a 5 position rotary switch allows the gain to be adjusted in 10dB steps from 1.5x10<sup>3</sup>V/A to 1.5x10<sup>7</sup>V/A.

GAIN SETTING	TRANSIMPEDANCE GAIN (V/A)
1 (off)	1.5 x 10 <sup>3</sup>
10 (dB)	47 x 10 <sup>3</sup>
20 (dB)	795 x 10 <sup>3</sup>
30 (dB)	470 x 10 <sup>4</sup>
40 (dB)	7950 x 10 <sup>4</sup>

MODEL	DETECTOR	BANDWIDTH	SPECTRAL RANGE	ACTIVE AREA	TRANSIMPEDANCE GAIN	RES.	PHYSICAL SIZE	CODE	OUTPUT VOLTAGE
PD435	Si PIN	50MHz	400-1000nm	13mm <sup>2</sup>	1.5 x 10 <sup>3</sup> V/A	2 x 10 <sup>-12</sup> W/√Hz	25mm x 40mm x 40mm	2500-9900	0-10V
PD4150	Si PIN	20MHz	400-1000nm	0.8mm <sup>2</sup>	1 x 10 <sup>3</sup> V/A	1.5 x 10 <sup>-12</sup> W/√Hz	25mm x 40mm x 40mm	2500-9900	0-10V
PD425	InGaAs	50MHz	800-1000nm	0.8mm <sup>2</sup>	1 x 10 <sup>3</sup> V/A	2 x 10 <sup>-12</sup> W/√Hz	25mm x 40mm x 40mm	2500-9900	0-10V
PD4400	InGaAs	10MHz	800-1000nm	1mm <sup>2</sup>	1.5 x 10 <sup>3</sup> V/A	2 x 10 <sup>-12</sup> W/√Hz	25mm x 40mm x 40mm	2500-9900	0-10V
PD4300	GaAsP	50MHz	300-800nm	1.3 x 1.3mm <sup>2</sup>	1.5 x 10 <sup>3</sup> V/A	2 x 10 <sup>-12</sup> W/√Hz	25mm x 40mm x 40mm	2500-9900	0-10V




MODEL	S	I	E	F	DESCRIPTION	INPUT POWER
PD435	099-76	092-39	4385-17	432-209	DC-50MHz Amplifier & Detector, 5 Gain Settings	100/100WAC
PD435-EC	0333-32	236-29	6461-54	457-439	DC-50MHz Amplifier & Detector, 5 Gain Settings	220WAC
PD4150	1322-32	0302-02	4194-08	917-390	DC-20MHz Amplifier & Detector, Fixed Gain	100/100WAC
PD4150-EC	0322-32	0322-02	4188-11	493-390	DC-20MHz Amplifier & Detector, Fixed Gain	220WAC
PD425	0303-32	0323-79	4238-04	958-522	DC-50MHz Amplifier InGaAs Detector, Fixed Gain	100/100WAC
PD425-EC	0303-32	0303-99	4197-21	475-050	DC-50MHz Amplifier InGaAs Detector, Fixed Gain	220WAC
PD4400	0303-32	0303-99	4227-21	474-262	DC-10MHz Amplifier InGaAs Detector, 5 Gain Settings	100/100WAC
PD4300-EC	0420-32	0360-30	4493-03	474-060	DC-50MHz Amplifier GaAsP Detector, 5 Gain Settings	220WAC
PD4300	0302-32	0343-82	4321-78	468-422	DC-50MHz Amplifier GaAsP Detector, 5 Gain Settings	100/100WAC
PD4300-EC	0410-32	0373-12	4368-12	474-060	DC-10MHz Amplifier GaAsP Detector, 5 Gain Settings	220WAC

Power supply includes:

Figura C.4: Fotodetector.

## C.5 Analizador de espectros

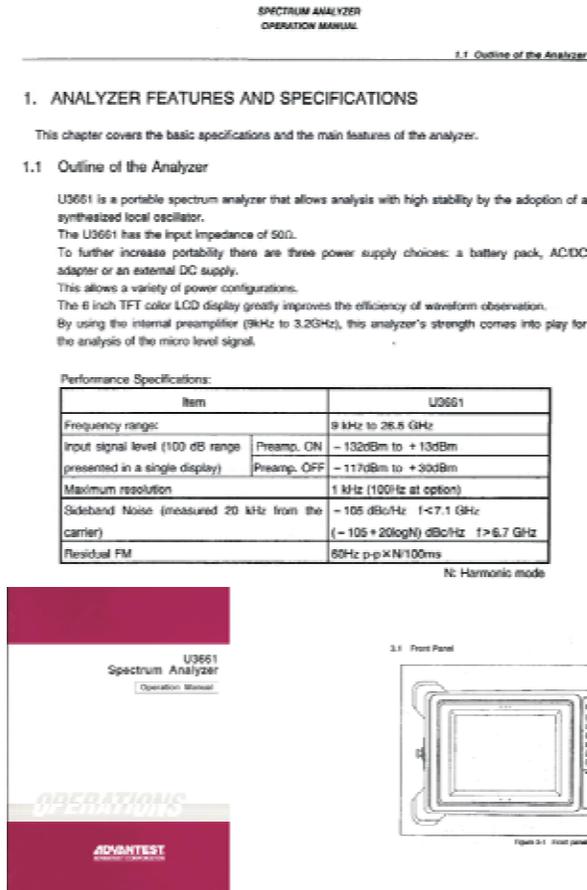


Figura C.5: Analizador de espectros.

# Referencias

- [1] Yeh, Y. y H. Z. Cummins. "Localized Fluid Flow Measurements with an He:Ne Laser Spectrometer". *Applied Physics Letters*. Vol. 4. Núm. 10. 176 - 178.
- [2] Vasilenko *et al.* "Laser Doppler Velocimeter". *IEEE Journal of Quantum Electronics*. Vol. 9. Ene. 1973. 658 - 659.
- [3] Bernard Standford Massey. *Mecánica de fluidos*. México: Cia. Editorial Continental, 1979.
- [4] Woodhead, S. R., Pittman, A. N., Ashenden, S. J. "Laser Doppler Velocimetry measurement of particle velocity profiles in gas-solid two-phase flows". *Instrumentation and Measurement Technology Conference, 1995. IMTC/95. Proceedings, Integrating Intelligent Instrumentation and Control., IEEE*. 24 - 26 abr. 1995. 770-773.
- [5] Fiedler, O, J. Kumpart y N. Labahn. "Usage of the spatial filter method for measurements of local particle velocities in multiphase flows". *IEE Colloquium on Advances in Sensors for Fluid Flow Measurement*. 18 abr. 1996. 6/1 -6/3.
- [6] Barttlet, K. G. y C. Y. She. "Remote measurement of wind speed using a dual beam backscatter laser Doppler Velocimeter". *Applied Optics*. Vol. 15. Núm. 8. Ago. 1976.
- [7] Jentik, H.W., M. Beversddorff y W. Föster. "Láser Anemometry for In-flight Flow Investigation". *International Congress on Instrumentation in Aerospace Simulation Facilities, 1995. ICIASF '95 Record*. 18-21 jul. 1995. 23/1-23/7.
- [8] Mazumder, M. *et al.* "Application of laser doppler velocimeter to atmospheric particulate monitoring". *IEEE Journal of Quantum Electronics*. Vol. 15. Sep. 1979. 961 - 961.

- [9] Miller, C., C. Sonnenschein, C. y W Herget. "A laser doppler velocimeter for remote power plant effluent measurements". *IEEE Journal of Quantum Electronics*. Vol. 11. Sep. 1975. 856 - 857.
- [10] Agrawal, Y. y W. Terry Jr. "Laser Doppler velocimetry on the sea floor". *Proceedings of the 1982 IEEE Second Working Conference on Current Measurement*. Vol. 2. Ene. 1982. 145 - 149.
- [11] Le Duff, A. *et al.* "Real Time Acoustic Measurement in the Air by Means of Laser Doppler Velocimetry". *IEEE Transactions and Measurement Technology Conference Budapest Hungary*. May. 21-23, 2001. 234 - 238.
- [12] Nakamura, K. "Sound field measurement through the acousto-optic effect of air by using laser Doppler velocimeter". *Conference on Lasers and Electro-Optics*, 2001. CLEO/Pacific Rim 2001. The 4th Pacific Rim. Vol. 1. 2001. I-154 -I-155.
- [13] Nakata, T. *et al.* "Magnetostriction measurements with a laser Doppler velocimeter". *IEEE Transactions on Magnetics*. Vol. 30. Nov. 1994. 4563 - 4565.
- [14] Chuan Tjin, Swee, Seng Lee y Kian Thiam Soo. "In Vivo Doppler Shift Measurements Using Multimode Fiber-Optic Catheters". *IEEE Transactions on Biomedical Engineering*. Vol. 45. Oct. 1998. 1272-1278.
- [15] Tanaka, Toyochi y George Benedek. "Measurement of the Velocity of Blood Flow (*in vivo*) Using a Fiber Optic Catheter and Optical Mixing Spectroscopy". *Applied Optics*. Ene. 1975. Vol.14. 1989 - 1996.
- [16] Kajiyama, F. *et al.* "The relationship between cardiac contraction and intramyocardial hemodynamics". *IEEE Engineering in Medicine and Biology Magazine*. Vol. 16. Sep - Oct 1997. 127 -132.
- [17] Okada, E. *et al.* "Application Of Microscopic Laser Doppler Velocimeter For Analysis Of Arterial Pulse Wave In Microcirculation". *Proceedings of the Twelfth Annual International Conference of the IEEE Engineering in Medicine and Biology Society, 1990*. 1-4 Nov. 1990. 564 -566.
- [18] Okada, E. *et al.* "Spectrum analysis of RBC velocity in microvessels by using microscopic laser Doppler velocimetry. Engineering in Medicine and Biology Society, 1989". *Proceedings of the Annual International Conference of the IEEE Engineering in Images of the Twenty-First century*. Vol. 6. 9 - 12 Nov. 1989. 1741 - 1743.

- [19] Okada E. *et al.* “A microscopic Spatial Filtering Velocimeter for Measurements of Lymph Flow in Microcirculation”. *IECON '91 IEEE*. 2375-2378.
- [20] Corieri, P. y Riethmuller, M.L. “Laser Doppler velocimetry and computer automation to measure low velocities in a pulmonary model”. International Congress on Instrumentation in Aerospace Simulation Facilities, 1989. ICIASF '89 Record. Septiembre 18-21. p. p. 226 -236.
- [21] YAVORSKI B. M. *Fundamentos de Física II. Oscilaciones y ondas. Física cuántica*. Moscú: MIR, 1983.
- [22] Meyer R., Jurgen. *Introduction to Classical and Modern Optics*. New Jersey: Prentice Hall, 1989
- [23] Jenkis A., Francis y Harvey E. White. *Fundamentals of optics*. New York: McGrawHill, 1950..
- [24] Van de Hustl, H. C. *Light Scattering by small particles*. New York: Dover Publications Inc., 1981.
- [25] Born, Max y Emil Wolf. *Principles of optics : electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*. New York : Cambridge University Press, 1999.
- [26] Landing Lars, Edwards Robert and Saffman Mark. “A phase screen Approach to Non-particle Laser Anemometry size”. *Proceedings of the 7th International Symposium, Lisbon, Portugal, Development in Laser Techniques and Applications to fluid mechanics*. Ed. R. J. Adrian. New York: Springer, 1997.
- [27] Weir, K.*et al.* “A novel processing scheme for a fibre optical low coherence laser Doppler anemometer system for blood flow measurement”. *IEE Colloquium on Optical Techniques and Biomedical Applications*. 14 jun. 1991. 9/1 -9/4.
- [28] Weir, K. *et al.* “A Fibre Optic, Low Coherence Laser Doppler Anemometer System for Determining Flow Velocity”. *8th Conference on Optical Fiber Sensors*. 1992. 237 -240.
- [29] Olsen, D.L. y C. A. DiMarzio. “A micro laser Doppler flowmeter”. *Proceedings of the Bioengineering Conference, 1992. Eighteenth IEEE Annual Northeast*. 12-13 mar. 1992. 101 -102.

- [30] Heung Jo, Jae *et al.* "Fiber-optic laser Doppler velocimeter using a directional fiber coupler Lasers and Electro-Optics"., 1995. *Conference on Technical Digest. CLEO/Pacific Rim'95.* 10-14 jul.1995. 294.
- [31] Manero Brito, Ernesto. *Aplicación de un velocímetro láser a la medición de un chorro turbulento de partículas en suspensión.* Tesis de Maestría, México: UNAM, 1989.
- [32] Durst, F, A. Melling y J. H. Whitelaw. *Principles and practice of laser-doppler anemometry.* London : Academic, 1976 .
- [33] Savakis, A. *et al.* "Spline Function Approximation for Velocimeter Doppler Frequency Measurement". *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement.* Vol. 38. Ago. 1989. 892 - 897.
- [34] Rodal Canales, Eduardo. *Velocimetría láser.* Tesis de Licenciatura. México: UNAM, 1983.
- [35] Oppenheim, Alan y Alan Willsky. *Señales y Sistemas.* México: Prentice Hall, 1997.
- [36] Bütefisch, K. A. "Fast optical LDA Burst Analyzer". *IEEE Aerospace and Electronics Systems Magazine.* Vol. 5. Feb. 1990. 3 -9.
- [37] Yutaka Fuokoka *et al.* "Applications of learning signal processing system on RBC velocity measurement using laser Doppler Technique". *Annual International Conference of the IEEE Engineering in Medicine and Biology Society.* Vol. 12. 1990. 1410-1411.
- [38] Aboites, Vicente. *El láser.* México: FCE, 1998.
- [39] Stieglmeier, M. y C. Tropea. "DFLDA-a miniaturized, mobile laser Doppler anemometer". *International Congress on Instrumentation in Aerospace Simulation Facilities, 1991. ICIASF '91.* 27-31 oct. 1991. 85 -93.
- [40] Hecht, Eugene y Alfred Zajac. *Optica.* México: Addison Wesley Iberoamericana, 1986.
- [41] Melles Griot. *The Practical Application of Light.* Manual de rayos láser.
- [42] Mahmoud Fathy Mahmoud Hassan *Laser Techniques in Measurments and Sensings Workshop of Teaching Photonics.* IEEE.
- [43] Cherin, Allen H. *An introduction to optical fibers.* Auckland: McGraw-Hill, 1983.

- [44] O'Reilly, J. J. "High performance receiver for optical communications". *Electronics & communication engineering journal*. May - jun. 1989. 129-137.
- [45] MacBean, M.D.A. "The influence of photodiode design on receiver sensitivity". *IEE Colloquium on Optical Detectors*. 19 ene. 1990. 7/1 -7/4.
- [46] Yahya, C. B. "Design of WideBand Low Noise Transimpedance Amplifiers for Optical Communications". *Proc. 43d IEEE Midwest Symp on Circuits and Systems, Laseing, MI*. Ago. 8 - 11 2000. 804 - 807.
- [47] Többen, H. "Experimental and Numerical Results of Optical Preamplification in a Laser Doppler Anemometer Receiving Head". *IEEE Transactions on Measurement*. Vol. 49. Feb. 2000. 10 - 13.
- [48] Durrani, Tariq S. "Noise Analysis for Laser Doppler velocimeter Systems". *IEEE Transactions on Communications*. Vol. Com-20. Jun. 1972. 296 - 307.
- [49] Durrani, Tariq S. *Laser System in Flow Measurement*. New York: Plenum Press, 1977.
- [50] Senior, John M. *Optical Fiber Communications. Principles and Practice*. New York.: Prentice Hall, 1992.
- [51] Betti, Silvello, Giancarlo De Marchis y Eugenio Iannone. *Coherent optical communications systems*. New York : J. Wiley, 1995.
- [52] Allard, Frederick C. *Fiber optics handbook for engineers and scientists*. New york: McGraw-Hill, 1990.
- [53] Mark, M. B. "A comparison of free space and fiber mixer performances in heterodyne laser radar". *Proceedings of the IEEE 1992 National Aerospace and Electronics Conference, 1992. NAECON 1992*. Vol. 3. 18 - 22 may. 1992. 1256 - 1262.
- [54] Duncan, B. D., Mark, M. B., McManamon, P. F. "Performance Analysis of a heterodyne lidar system incorporating a multimode wave guide receiver". *Proceedings of the IEEE 1993 National Aerospace and Electronics Conference. NAECON 1993*. Vol. 2. 24 - 28 may. 1993. 1133 - 1141.
- [55] Datos publicasos en la página web: [www.bandj.com](http://www.bandj.com)
- [56] Classification of Surface Oil-Oil Type and Physical Properties (publicado en la página web: [www.soes.soton.ac.uk](http://www.soes.soton.ac.uk)).

- [57] Jacobsen, G., J. Xkan e I. Garret. "Tuned Front-End Design for Heterodyne Optical Receivers". *Journal of lightwave technology*. Vol. 7. Ene. 1989. 105-114.
- [58] Manual Thorlabs. Inc. Vol. 14.
- [59] Agrawal, Govind P., *Fiber-optic communication systems*. New york : J. Wiley, 1992.
- [60] Ozdemir, S. K. *et al.* "New speckle velocimeter using two self-mixing laser diodes". *SICE '97. Proceedings of the 36th SICE Annual Conference. International Session Papers* . 29-31 jul. 1997. 947 -950
- [61] Shinohara, S *et al.* "Coherence dependence of fiber-optic laser Doppler velocimeter output using self-mixing laser diode". *IEEE Instrumentation and Measurement Technology Conference, 1993. IMTC/93. Conference Record*. 18-20 may. 1993. 420 -425.
- [62] Shibata, T. *et al.* "Laser Speckle Velocimeter Using Self-Mixing Laser Diode". *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*. Vol. 45. Abr. 1996. 499 - 503.
- [63] Minagawa, Y., Okada, E. "A Laser Two Focus Velocimeter with High Spatial Resolution Using Confocal Optical System". *International Conference on Industrial Electronics, Control, and Instrumentation, 1993. Proceedings of the IECON '93*. Vol. 3. 15 - 19 nov. 1993. 1527-1530.
- [64] Minagawa, Y.; Okada, E.; "A laser two focus velocimeter with high spatial resolution using confocal optical system". *International Conference on Industrial Electronics, Control, and Instrumentation, 1993. Proceedings of the IECON '93*. Vol. 3. 15-19 nov. 1993. 1527 -1530.